

SÉRIE **A** 909

N<sup>o</sup> D'ORDRE :

1729

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**M. Pierre DEJEAN**

Directeur du Laboratoire des Essais Mécaniques et Métallurgiques  
de l'Institut Polytechnique de l'Université de Grenoble

---

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE SUR LES TRANSFORMATIONS  
MAGNÉTIQUES DU FER ET DES ACIERS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 7 novembre 1922 devant la Commission d'examen

MM. P. JANET..... *Président.*

LE CHATELIER. }  
COTTON..... } *Examineurs.*

---

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—  
1922





f

SÉRIE *A* 909

N<sup>o</sup> D'ORDRE :

*1729*

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**M. Pierre DEJEAN**

Directeur du Laboratoire des Essais Mécaniques et Métallurgiques  
de l'Institut Polytechnique de l'Université de Grenoble

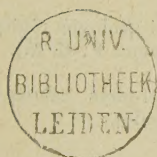
**1<sup>re</sup> THÈSE.** — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE SUR LES TRANSFORMATIONS  
MAGNÉTIQUES DU FER ET DES ACIERS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 7 novembre 1922 devant la Commission d'examen

MM. P. JANET..... *Président.*

LE CHATELIER. }  
COTTON..... } *Examineurs.*



PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1922

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

*Doyen*..... MOLLIARD, *Prof...* Physiologie végétale.  
*Doyen honoraire*.... P. APPELL.

*Profess. honoraires.* } P. PUISEUX.  
 } VÉLAIN.  
 } BOUSSINESQ  
 } BOUTY.

|                          |                                         |                               |                                          |
|--------------------------|-----------------------------------------|-------------------------------|------------------------------------------|
| <i>Professeurs</i> ..... | {                                       | E. PICARD.....                | Analyse supér. et algèbre supérieure.    |
|                          |                                         | G. BONNIER.....               | Botanique.                               |
|                          |                                         | KOENIGS.....                  | Mécanique physique et expérimentale.     |
|                          |                                         | GOURSAT.....                  | Calcul différentiel et calcul intégral.  |
|                          |                                         | HALLER.....                   | Chimie organique.                        |
|                          |                                         | JOANNIS.....                  | Chimie (Enseignement P. C. N.).          |
|                          |                                         | JANET.....                    | Electrotechnique générale.               |
|                          |                                         | WALLERANT.....                | Minéralogie.                             |
|                          |                                         | ANDOYER.....                  | Astronomie.                              |
|                          |                                         | PAINLEVÉ.....                 | Mécanique anal. et mécan. céleste.       |
|                          |                                         | HAUG.....                     | Géologie.                                |
|                          |                                         | H. LE CHATELIER.              | Chimie générale.                         |
|                          |                                         | G. BERTRAND.....              | Chimie biologique.                       |
|                          |                                         | M <sup>me</sup> P. CURIE..... | Physique générale et radioactivité.      |
|                          |                                         | CAULLERY.....                 | Zoologie (Évolution des êtres organisés) |
|                          |                                         | C. CHABRIÉ.....               | Chimie appliquée.                        |
|                          |                                         | G. URBAIN.....                | Chimie minérale                          |
|                          |                                         | EMILE BOREL.....              | Calcul des probabilités et phys. mathém. |
|                          |                                         | MARCHIS.....                  | Aviation.                                |
|                          |                                         | JEAN PERRIN.....              | Chimie physique.                         |
|                          |                                         | G. PRUVOT.....                | Anatomie et physiologie comparées.       |
|                          |                                         | ABRAHAM.....                  | Physique.                                |
|                          |                                         | CARTAN.....                   | Mécanique rationnelle.                   |
|                          |                                         | CL. GUICHARD.....             | Géométrie supérieure.                    |
|                          |                                         | LAPICQUE.....                 | Physiologie.                             |
|                          |                                         | GENTIL.....                   | Géographie physique.                     |
|                          |                                         | VESSIOT.....                  | Théorie des groupes et calc. des variat. |
|                          |                                         | COTTON.....                   | Physique générale.                       |
|                          |                                         | DRACH.....                    | Application de l'analyse à la géométrie. |
|                          |                                         | C FABRY.....                  | Physique.                                |
|                          |                                         | CHARLES PEREZ.....            | Zoologie                                 |
|                          |                                         | LÉON BERTRAND...              | Géologie appliquée et géologie région.   |
|                          |                                         | DANGEARD.....                 | Botanique (Enseignement P. C. N.).       |
|                          |                                         | LESPIEAU.....                 | Théories chimiques.                      |
| LEDUC.....               | Physique théorique et phys. céleste.    |                               |                                          |
| MONTEL.....              | Mathématiques générales.                |                               |                                          |
| MAURAIN.....             | Physique du Globe.                      |                               |                                          |
| HEROUARD.....            | Zoologie.                               |                               |                                          |
| RÉMY PERRIER.....        | Zoologie (Enseignement P. C. N.).       |                               |                                          |
| SAGNAC.....              | Physique théorique et physique céleste. |                               |                                          |
| RABAUD.....              | Biologie expérimentale.                 |                               |                                          |
| PORTIER.....             | Physiologie.                            |                               |                                          |
| BLAISE.....              | Chimie organique.                       |                               |                                          |
| PÉCHARD.....             | Chimie (Enseignement P. C. N.).         |                               |                                          |
| AUGER.....               | Chimie analytique.                      |                               |                                          |
| M. GUICHARD.....         | Chimie minérale.                        |                               |                                          |
| GUILLET.....             | Physique.                               |                               |                                          |

*Secrétaire*..... D. TOMBECK

*A LA MÉMOIRE DE MES PARENTS*

*A MA FEMME*

*A MES ENFANTS*



A MONSIEUR BARBILLION

DIRECTEUR DE L'INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

*Hommage affectueusement dévoué.*



# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE SUR LES TRANSFORMATIONS MAGNÉTIQUES DU FER ET DES ACIERS

Par PIERRE DEJEAN

Directeur du Laboratoire des Essais mécaniques et métallurgiques  
de l'Institut polytechnique de l'Université de Grenoble.

## HISTORIQUE

On sait depuis fort longtemps que le fer porté à haute température perd sa propriété d'être attirable à l'aimant. Cette particularité n'avait pas échappé à Gilbert [1] <sup>(1)</sup> ni à Newton ; mais Coulomb [4] fut probablement le premier physicien qui étudia d'une manière un peu systématique, les variations du magnétisme d'un barreau d'acier porté à différentes températures.

Ses essais que nous connaissons par des extraits d'un mémoire inédit, donnés par Biot dans son *Traité de Physique* n'indiquent guère cependant que l'allure générale du phénomène.

En 1825 Kupffer [5] étudia l'influence de la température sur le magnétisme rémanant des barreaux aimantés et ses observations ne s'étendirent pas au-dessus de 100°.

L. Dufour de Genève [9] et [10] reprit et précisa en 1856 et 1857 les expériences de Kupffer.

Wiedmann [11] aborda lui aussi la même question à la même époque.

Jamin [16] poussa en 1873 ses investigations jusqu'à la température du revenu au bleu (300° environ).

(1) Les chiffres entre crochets renvoient aux numéros correspondants de la bibliographie.

Favé [23] reprit les essais de Jamin en opérant sur des barreaux recuits pour éviter que le revenu des échantillons préalablement trempés ne vienne compliquer le phénomène.

Gaugain [20] et [22] étudia lui aussi l'influence du chauffage jusqu'à la température du bleu, en maintenant ses barreaux en contact avec un pôle d'aimant.

Ces six derniers expérimentateurs se proposaient plus particulièrement d'étudier l'influence des variations de la température sur la stabilité des aimants permanents. Les résultats obtenus, concordant dans leur ensemble, sont parfois un peu contradictoires dans les détails par suite des conditions très différentes dans lesquelles les auteurs s'étaient placés. Cette question n'a du reste qu'un lien assez éloigné avec le sujet de notre étude.

Poloni [26] opérant sur des barreaux faiblement trempés et aimantés dans un solénoïde observa les faits suivants :

1° Les variations de magnétisme, soit temporaires, soit permanentes demeurent faibles jusqu'à 180°, mais deviennent considérables entre 180 à 200°.

2° La loi de distribution du magnétisme dans le barreau change notablement quand on dépasse cette température de 180°.

Nous avons mis sous forme de courbe (fig. 1), les résultats numériques fournis par l'auteur.

L'anomalie signalée, est due, comme on a pu le déterminer plus tard, à la transformation magnétique de la cémentite aux environs de 200°.

Berson [33] publia en 1886 une très longue étude sur l'influence de la température sur l'aimantation.

Dans la première partie de cette étude, il détermina par la méthode de Gauss le moment magnétique de barreaux de fer, de nickel, de cobalt ou d'aciers trempés soumis à une force magnétisante constante à des températures comprises entre 0 et 340°.

Nous relevons parmi les résultats obtenus, que, pour des

barreaux de fer dont le rapport de la longueur  $L$  au diamètre  $D$  ( $m = \frac{L}{D}$ ) est de l'ordre de 10 à 20, l'aimantation totale est sensiblement indépendante de la température entre 0 et 340°.

« Pour des barreaux d'acier trempé, le moment magnétique total ou temporaire va en croissant avec la température dans la limite des essais (20° à 340°), le magnétisme résiduel décroît dans le même intervalle. » (influence du revenu)

« Un barreau aimanté à froid et chauffé ensuite, a un moment magnétique qui va constamment en décroissant quand la température s'élève.

« Inversement un barreau aimanté à chaud (300° environ)

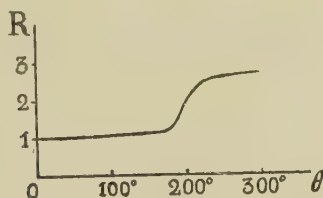


Fig. 1. —  $R$  : Rapport du magnétisme normal à 20° aux mêmes quantités aux températures  $\theta$  [POLONI].

perd son aimantation d'abord lentement puis très brusquement au voisinage de 200° ».

Ces essais confirment dans leur ensemble les essais de Jamin [16] et de Favé [23]. On y retrouve aussi, bien que d'une manière assez confuse, du reste, l'influence de la transformation magnétique de la cémentite, dont nous avons parlé déjà à propos des essais de Poloni.

Les résultats les plus complets et les plus intéressants de Berson ont été obtenus sur le nickel. Bien que l'étude de ce métal n'entre pas dans le programme de nos recherches, nous ne croyons pas inutile de reproduire ses courbes (fig. 2) qui

furent probablement les premières à mettre en évidence d'une manière aussi nette, la variation des propriétés magnétiques jusqu'à la température de disparition du magnétisme.

Ledeboer [35] publia en 1888 une étude sur l'influence de la température sur l'aimantation d'un cylindre de « fer doux du Berry » dont la longueur était égale à environ dix fois le diamètre ( $\frac{L}{D} = 10$ ). Son barreau était placé à l'intérieur d'une grosse bobine. Il démontre d'abord que le coefficient de

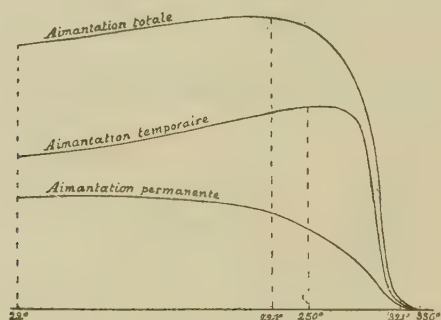


Fig. 2. — Variation du moment magnétique total, temporaire et résiduel d'un barreau de nickel en fonction de la température [BERSON].

self induction de la bobine est proportionnel au moment magnétique du barreau. Ce coefficient de self était mesuré par l'extra-courant de rupture. Le chauffage était assuré par une spirale de platine parcourue par un courant convenable et enroulée en double afin de ne pas agir sur le barreau. La température était déterminée par un couple thermo-électrique.

La figure 3 montre les résultats obtenus lorsque le barreau est soumis à des champs magnétisants de 35; 100 et 200 unités C. G. S.

On y remarque que, pour toute température inférieure à 680°, les propriétés magnétiques du fer sont sensiblement indépendantes de la température; mais au delà, il se pro-

duit une chute brusque. A  $750^{\circ}$  le moment magnétique est déjà très faible et à  $770^{\circ}$ , il est presque nul. La variation se

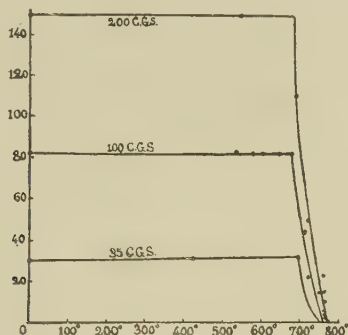


Fig. 3. — Influence de la température sur l'aimantation d'un barreau de fer, ( $L = 10 D$  environ) pour des champs de 35; 100 et 200 Gauss (En ordonnées, échelle arbitraire proportionnelle au moment magnétique du barreau) [LEDEBER 1888].

produit donc dans un intervalle de température assez restreint.

Hopkinson [27] et [39 à 42] fit une série d'études très

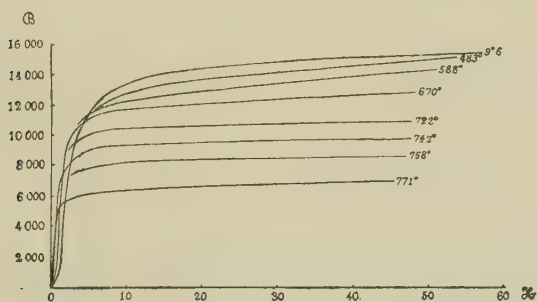


Fig. 4. — Variation de l'induction  $\mathcal{B}$  en fonction du champ  $\mathcal{H}$  pour différentes températures [HOPKINSON].

approfondies de la question. Il nota en particulier que si on compare deux courbes d'aimantation d'un même échantillon

de fer (anneau de fer doux) obtenues sous l'action d'un champ croissant à partir de 0, l'une à la température ordinaire, l'autre à une température élevée, mais inférieure cependant à la température critique, on trouve que la deuxième courbe est d'abord au-dessus de la première, puis la traverse (la valeur du champ correspondant à cette coupure étant de

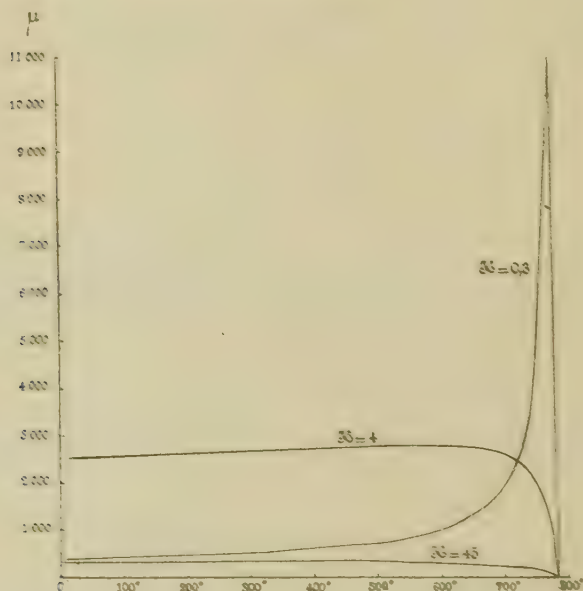


Fig. 5. — Variation de la perméabilité ( $\mu$ ) en fonction de la température (Anneau de fer doux) pour différentes valeurs du champ ( $H$ ) [HOPKINSON].

l'ordre de 1 à 2 CGS) et reste ensuite au-dessous, le maximum de l'aimantation étant d'autant plus faible que la température est plus élevée (fig. 4).

Il s'en suit que si on étudie en fonction de la température, les variations de la perméabilité magnétique  $\mu$ , à champ constant, on trouvera des résultats très différents suivant la valeur du champ magnétisant. Ainsi pour  $H = 0.3$  la permea-

bilité croît avec la température, d'abord lentement puis très rapidement jusqu'à un maximum et descend alors très brusquement à une valeur pratiquement égale à 1 (fig. 5) ; pour  $3\text{C} = 4$  les variations sont de même nature, mais l'augmentation est beaucoup plus faible et le maximum à peine accusé, puis la décroissance devient rapide ; enfin pour  $3\text{C} = 45$ , la perméabilité décroît graduellement.

En outre, en étudiant simultanément la variation du magnétisme et les quantités de chaleur absorbées au chauff-

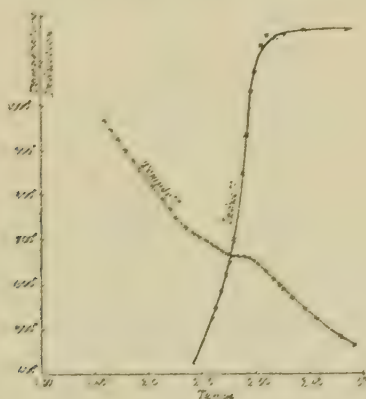


Fig. 6. — Étude simultanée des variations de l'induction et des dégagements de chaleur qui se produisent au cours du refroidissement d'un acier contenant 0,32 o/o de carbone [HOPKINSON].

fage ou dégagées au refroidissement dans des aciers à 0,29 o/o ; 0,32 o/o et 0,9 o/o de carbone, Hopkinson [42] mit en évidence la simultanéité des deux phénomènes comme on peut s'en rendre compte par les figures 6 et 7.

L'année 1895 marque une date décisive dans nos connaissances sur le magnétisme, avec la thèse de P. Curie [48] sur les propriétés magnétiques des corps à diverses températures. Le fer fut en particulier l'objet d'une étude très complète. C'est ainsi que furent déterminées pour ce métal les variations

de l'intensité d'aimantation en fonction de la température, entre  $0^{\circ}$  et  $1370^{\circ}$ , et dans des champs variant de 25 à 1350 Gauss.

La méthode consistait à mesurer (en utilisant la torsion d'un fil) l'attraction maxima d'un échantillon de fer par un champ non uniforme.

Pour porter le fer à différentes températures, on le plaçait dans un petit four électrique à résistance dont les parois, for-

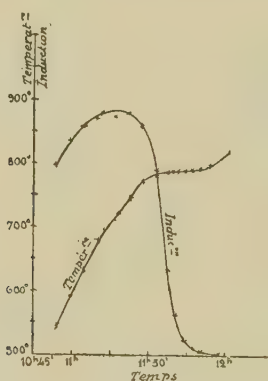


Fig. 7. — Etude simultanée des variations de l'induction et des absorptions de chaleur qui se produisent au cours du chauffage d'un acier contenant 0,9 o/o de carbone [HOPKINSON].

mées d'un tube en porcelaine fermé à la partie supérieure, étaient bien calorifugées. Le courant de chauffage parcourait une double spirale de platine enroulée sur le tube. Les températures étaient mesurées par un couple thermoélectrique étalonné au moyen de points fixes pour lesquels les valeurs suivantes avaient été adoptées.

|                                        |       |
|----------------------------------------|-------|
| Ebullition du soufre . . . . .         | 445°  |
| Fusion du chlorure de sodium . . . . . | 780°  |
| Fusion de l'argent . . . . .           | 960°  |
| Fusion de l'or . . . . .               | 1052° |
| Fusion du palladium . . . . .          | 1500° |

La plus grande partie des essais (au moins jusqu'à  $760^{\circ}$ ) a été faite avec un fil de fer très doux, contenant vraisemblablement 0,044 o/o de carbone et non 0,44 o/o comme il est indiqué, certainement par suite d'une faute d'impression, dans le mémoire de Curie [48].

Le morceau de fil essayé avait 0 cm. 87 de longueur et 0 cm. 014 de diamètre. Soit une longueur égale à 62 fois le diamètre ( $\frac{L}{D} = 62$ ).

En considérant les variations de l'intensité d'aimantation spécifique  $\beta/D$  en fonction de la température pour une série

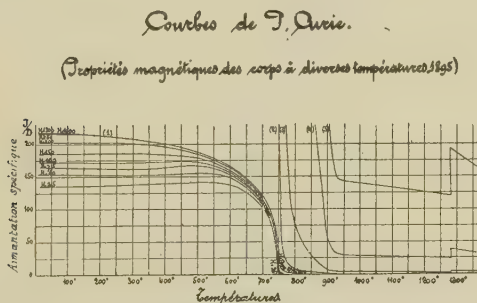


Fig. 8.

de valeurs bien déterminées du champ  $\mathcal{H}$ , Curie a obtenu les courbes représentées figure 8.

Pour les champs compris entre 300 et 1.300 unités, l'intensité d'aimantation diminue constamment quand la température s'élève de  $20^{\circ}$  à  $760^{\circ}$ . On voit que déjà pour  $\mathcal{H} = 300$  l'intensité d'aimantation ne commence à décroître que vers  $150^{\circ}$ ; pour  $\mathcal{H} = 150$ , la décroissance de  $\beta$  ne se produit qu'après  $450^{\circ}$  pour  $\mathcal{H} = 100$ , les valeurs de  $\beta$  croissent légèrement vers  $450^{\circ}$  avant de décroître. Cet accroissement de  $\beta$  aux températures élevées s'accroît ainsi d'autant plus que le champ est plus faible. Nous avons vu l'importance de cet

effet dans les expériences de Hopkinson (fig. 5) pour un champ égal à 0,3 Gauss.

En revanche, comme nous le disions au début, pour les champs suffisamment forts, l'intensité d'aimantation baisse dès que la température s'élève. D'abord lentement, puis de plus en plus vite. La chute atteint son maximum de vitesse vers  $740^{\circ}$  à  $750^{\circ}$ . Elle est d'autant plus brusque que le champ est plus faible.

Les courbes à grande échelle de la figure 9 montrent bien

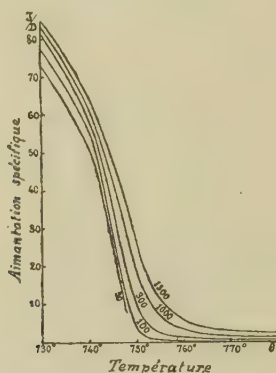


Fig. 9. — Variation de l'intensité spécifique d'aimantation  $I/D$  du fer doux en fonction de la température  $\theta$  pour des valeurs du champ comprises entre 50 et 1.300 gauss [CURIE].

l'allure du phénomène et justifie cette appréciation de Curie (*Annales de Chimie et de Physique*, t. V, p. 380, 1895 ; ligne 30 et suivantes) :

« L'expression *température de transformation magnétique du fer*, qui est d'un usage très commode, a une signification un peu vague ; il convient je pense, de désigner ainsi la température moyenne des points d'inflexion des courbes ».

En dehors de ce premier point de transformation magnétique normal du fer qui se retrouve d'une manière analogue chez tous les corps ferro-magnétiques. On constate entre  $860$  et  $890^{\circ}$  une baisse très rapide des propriétés magnétiques

et à  $1.280^{\circ}$ , un accroissement brusque du coefficient d'aimantation. Entre  $925^{\circ}$  et  $1.280^{\circ}$  le fer est un corps comparable aux corps faiblement magnétiques, tels que l'oxygène et le palladium.

Ces anomalies peu apparentes sur les courbes de la figure 8 deviennent très nettes si on construit la courbe de  $\log. \delta/\nu$  (ou de  $\log. \chi$ ) <sup>(1)</sup> en fonction de la température  $\theta$  (fig. 10).

M. H. Le Chatelier fit remarquer (*Société de Physique*,

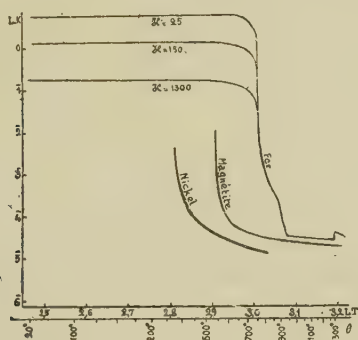


Fig. 10. — Variation du logarithme de la susceptibilité (LK) en fonction du logarithme de la température absolue (LT) [CURIE].

séance du 20 avril 1894) que la chute de  $740^{\circ}$  à  $750^{\circ}$  correspond au point critique  $A_2$ ; celles de  $860^{\circ}$  à  $890^{\circ}$  au point  $A_3$ , quant à l'accroissement du coefficient d'aimantation relevé à  $1280^{\circ}$  il correspond à un changement dans les propriétés du fer qui avait été signalé par Ball et qui fut vérifié depuis par divers expérimentateurs. On le désigne généralement maintenant sous le nom de point  $A_4$ .

(1) En appelant  $\chi$  ou même  $K$  le coefficient d'aimantation spécifique ou susceptibilité spécifique :  $\chi = \frac{\delta}{jCD}$

M. K. Morris [53] en 1897 étudiant un fil de fer extra-doux (Carbone = 0,080 o/o; Manganèse = traces; Soufre = 0,003 o/o; Phosphore = 0,078 o/o), enroulé en forme d'anneau constata, comme l'avait déjà indiqué Hopkinson, que, lorsque le champ est suffisamment faible ( $< 2$  Gauss), l'induction augmente considérablement avec la température et passe

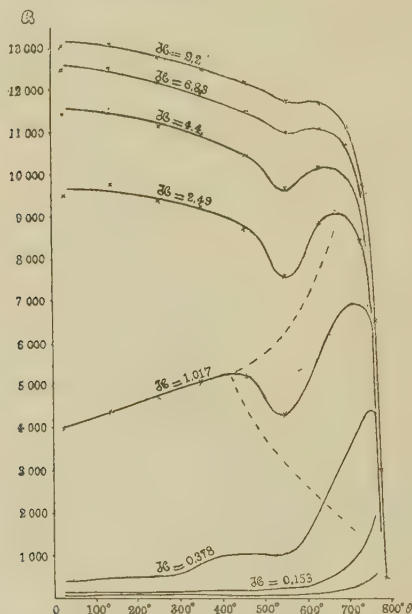


Fig. 11. — Variation de l'induction  $\mathcal{B}$  en fonction de la température  $\theta$  pour un anneau de fer extra-doux (Carbone = 0,080 o/o) [MORRIS].

par un maximum qui précède immédiatement la chute brusque qui se produit au moment de la transformation magnétique. En outre, il signala un minimum très net de la perméabilité vers 550° (fig. 11).

Cette anomalie que nous retrouverons dans d'autres courbes sous des formes plus ou moins différentes n'a encore reçu aucune explication.

En 1898, Mme Curie [58] fit une étude très complète des propriétés magnétiques des aciers trempés.

Nous y relevons un tableau renfermant les températures de transformation magnétique des aciers.

Mme Curie a adopté comme température de transformation celle pour laquelle un barreau, soumis au chauffage ou au refroidissement, et placé dans un champ bien déterminé,

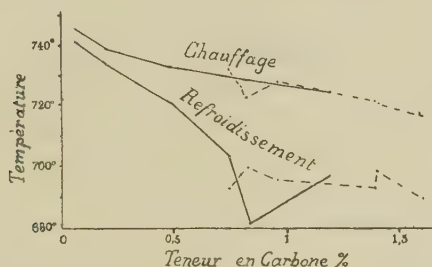


Fig. 12. — Température de transformation magnétique des aciers au carbone d'après Mme CURIE.

Courbe en traits pleins : Aciers de Firminy.

Courbes en traits pointillés : Aciers d'Unieux.

fait dévier une aiguille aimantée placée dans son voisinage, d'une quantité bien définie.

Les résultats de ce tableau ont été reportés graphiquement dans la figure 12.

### Travaux théoriques.

Curie avait été conduit, par son étude des paramagnétiques, à reconnaître que, pour ces corps, la susceptibilité massique  $\chi$  varie en raison inverse de la température absolue. Loi qui peut s'écrire sous la forme :

$$\chi T = C \quad (1)$$

C étant une constante dont Curie a déterminé la valeur pour un certain nombre de corps (constante de Curie).

Cette loi a jeté un jour nouveau sur le sens des phénomènes magnétiques et ouvert la voie aux théories du para et du diamagnétisme, dues à M. Langevin [81] ainsi qu'à la théorie du ferro-magnétisme due à P. Weiss [83].

L'idée fondamentale de la théorie de Langevin est que le diamagnétisme est une propriété générale de la matière, tandis que le paramagnétisme n'appartient qu'aux molécules douées naturellement d'un moment magnétique.

Un champ magnétique extérieur agissant sur un gaz paramagnétique, tend à orienter les molécules du gaz, alors que l'agitation thermique et les chocs qui l'accompagnent tendent à rétablir constamment l'équipartition du désordre primitif. Il doit en résulter un équilibre statistique pour lequel le moment magnétique par unité de volume, c'est-à-dire l'intensité d'aimantation  $\mathfrak{J}$ , est fonction du quotient  $\mathcal{H}/T$ ,  $\mathcal{H}$  étant le champ, et  $T$  la température absolue, qui est elle-même proportionnelle à la force d'agitation thermique. M. Langevin met alors  $\mathfrak{J}$  sous la forme :

$$\mathfrak{J} = \frac{\sigma_0}{V} \left( \frac{\text{Cos. hyp. } a}{\text{Sin. hyp. } a} - \frac{1}{a} \right) \quad (2)$$

avec

$$a = \frac{\sigma_0 \mathcal{H}}{RT} \quad (3)$$

$\sigma_0$  étant le moment magnétique maximum de la molécule gramme au zéro absolu,

$V$  : le volume de la molécule gramme.

$R$  : la constante moléculaire des gaz parfaits.

Si on remarque que l'expression entre parenthèse s'annule avec  $a$  qui est proportionnel à  $\mathcal{H}$ , et qu'elle tend vers 1 quand  $a$  augmente indéfiniment, on voit que la valeur maxima vers laquelle tend alors l'intensité d'aimantation :

$$\mathfrak{J}_m = \frac{\sigma_0}{V}, \text{ correspond à la saturation.} \quad (4)$$

La courbe d'aimantation d'un gaz paramagnétique à température constante donnée figure 13, représente les variations

de  $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_m}$  en fonction de  $a$ , c'est-à-dire en fonction de  $\mathcal{H}$ . En effet :

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_m} = \frac{\text{Cos. hyp. } a}{\text{Sin. hyp. } a} - \frac{1}{a} \quad (5)$$

$$= f\left(\frac{\mathcal{H}}{T}\right) \quad (6)$$

Au début, l'accroissement de l'aimantation est sensiblement proportionnel à  $a$  (la susceptibilité  $x = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{H}} = \text{C}^{\text{te}}$ ).

M. Langevin montre même que les champs qui seraient néces-

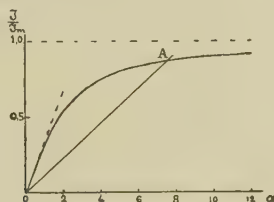


Fig. 13. — Courbe d'aimantation d'un gaz paramagnétique à température constante [LANGEVIN].

saies pour constater les écarts de proportionnalité sont hors de proportion avec ceux que nous savons produire.

M. P. Weiss [83] a étendu au ferro-magnétisme, la théorie cinétique élaborée par Langevin pour les corps paramagnétiques, par l'introduction du champ moléculaire.

Au-dessous d'une certaine température, l'état stable de l'édifice moléculaire abandonné à lui-même n'est pas celui qui correspond à une aimantation nulle, comme il pourrait sembler à première vue. Cet état stable au contraire a une valeur finie de l'aimantation, que l'on pourrait appeler *aimantation spontanée*, et qui est fonction de la température  $T$ .

Cette intensité d'aimantation est le résultat des actions mutuelles que les molécules exercent les unes sur les autres,

ces actions pouvant être assimilées à celle d'un champ uniforme  $K\delta$ , proportionnel à l'intensité d'aimantation  $\delta$  et auquel Weiss a donné le nom de *champ moléculaire*.

En effet, en l'absence du champ extérieur (champ moléculaire  $K\delta$  agissant seul) l'équation (3) devient :

$$a = \frac{\sigma_0 K \delta}{RT} ; \quad (7)$$

$$\text{d'où} \quad \delta = \frac{aRT}{\sigma_0 K} \quad (8)$$

Elle définit une droite représentée par OA (fig. 13). L'intensité d'aimantation devant satisfaire à (3) et à (8) les points d'intersection de la courbe et de la droite donneront les valeurs de  $\delta$  acceptables. On voit que, le point A, correspond seul à un état stable, qui définit la valeur de  $\delta$  pour un champ extérieur nul.

La grandeur du champ moléculaire exclut l'idée naturelle *a priori* que ces actions mutuelles soient dues à des phénomènes magnétiques ou électrostatiques, si on entend par là qu'elles obéissent à la loi de Coulomb sans dégénérer aux distances moléculaires.

Le rôle du champ extérieur serait non de provoquer l'aimantation, mais d'orienter l'aimantation spontanée. Pour un champ extérieur suffisamment fort l'aimantation sera parallèle dans toute l'étendue de la masse. On aura ainsi atteint la saturation qui définit précisément la valeur de l'aimantation spontanée à la température considérée.

Quand la température s'élève, le coefficient angulaire de la droite OA augmente proportionnellement à  $T$  et par conséquent l'intensité d'aimantation diminue. Elle s'annule pour la température  $\theta_c$  pour laquelle la droite est tangente à la courbe au point O.  $\theta_c$  serait la température absolue de perte du ferro-magnétisme spontané.

On démontre facilement que cette loi de variation de l'intensité d'aimantation avec la température doit être la même pour tous les corps, si on l'exprime par les états correspon-

dants caractérisés par les valeurs de  $\frac{T}{\theta_c}$  et  $\frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}_m}$ . Elle est représentée par la courbe de la figure 14.

Les points marqués sur cette figure, qui correspondent aux valeurs expérimentales obtenues avec un échantillon de magnétite, montrent un accord très satisfaisant avec la courbe théorique.

Il est juste de noter aussi que, pour le fer, l'accord serait un peu moins bon.

En 1910, M. Maurain [105] publia un article très important sur la variation avec la température des propriétés magnéti-

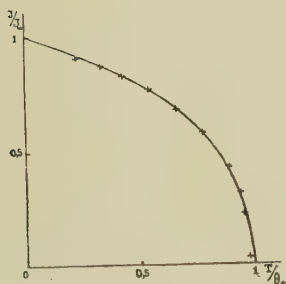


Fig. 14. — Loi de variation de l'intensité d'aimantation en fonction de la température [WEISS].

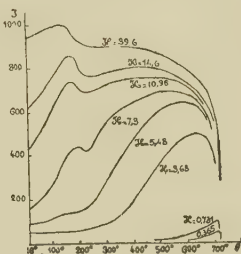


Fig. 15. — Variation de l'intensité d'aimantation en fonction de la température ( $\theta$ ) pour diverses valeurs du champ ( $\mathcal{H}$ ). Acier à 0,866 o/o de carbone [MAURAIN].

ques de quelques aciers dans des champs inférieurs à 50 Gauss. Nous n'insisterons pas ici sur une partie pourtant fort intéressante de travail : l'étude de l'aimantation anhystérétique.

Les trois échantillons A, B et C, étudiés tous les trois sous forme d'anneaux avaient les compositions suivantes en o/o :

A, fer de Suède assez pur :

$$C = 0,046 - Mn = 0,12 - Si = 0,006$$

B, acier martin :

$$C = 0,180 - Mn = 1,040 - Si = 0,223$$

C, acier au creuset :

$$C = 0,866 - Mn = 0,25 - Si = 0,2$$

Les résultats obtenus sur le fer de Suède A, sont tout à fait analogues à ceux précédemment publiés par Morris (fig. 11).

Le minimum signalé par cet auteur s'y retrouve également très marqué, mais M. Maurain a constaté de plus que tandis qu'il se produit à 550° dans les courbes de chauffage, il se retrouve à 500° dans celles de refroidissement.

Cette anomalie a complètement disparu dans les courbes de l'acier B et dans celles de l'acier C que nous reproduisons fig. 15. On y trouve en revanche d'une manière très marquée, l'influence de la transformation magnétique de la cémentite aux environs de 200°. Enfin la dépression de 550° se retrouve avec une intensité particulièrement forte dans un anneau formé de 50 spires de fil de clavecin qui s'est trouvé accidentellement cémenté par les produits organiques qui se dégageaient à haute température de la toile d'amiante dont on l'avait entouré pour assurer l'isolement des enroulements inducteurs et induits. Mais là encore on n'a pu découvrir l'explication de cette anomalie.

Depuis 1910 les études magnéto-thermiques se sont développées à tel point qu'il devient difficile d'en donner une vue même très succincte sans s'exposer à des longueurs. Nous voulons cependant signaler l'importance de tout premier ordre prise dans ce développement par deux grandes écoles.

Celle de P. Weiss et de ses élèves d'une part, dont les études étaient surtout orientées vers la détermination des constantes susceptibles de jeter un peu plus de lumière sur la théorie du magnétisme et d'étayer le plus solidement possible la théorie du *Champ moléculaire* et celle du *Magnéton*.

D'autre part, Kotaro Honda et ses disciples, à l'Université de Tohoku, qui se sont surtout orientés vers l'étude de la constitution intime des alliages par l'analyse magnéto-thermique.

Parmi les études expérimentales de l'école de P. Weiss on doit citer :

La calorimétrie des substances ferromagnétiques ; la détermination des susceptibilités initiales ; l'étude de la loi d'approche à la saturation en vue de déterminer l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue ; la détermination des constantes de Curie dans les régions paramagnétiques, etc., etc.

Parmi celles de l'Ecole Japonaise, nous ne retiendrons que quelques points qui se rapportent plus particulièrement au

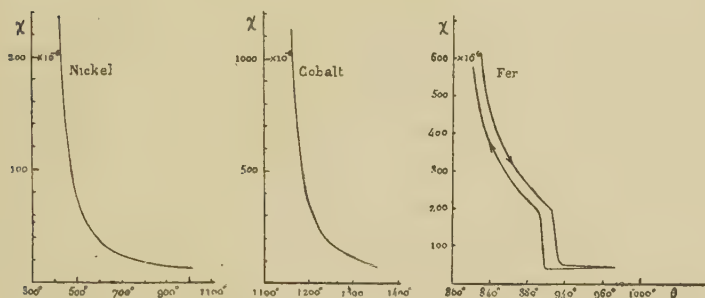


Fig. 16. — Variation de la susceptibilité spécifique du Nickel [HONDA] ; du cobalt [HONDA] et du fer [HONDA et TAKAGI] en fonction de la température.

sujet que nous traitons. Il a été montré nettement que des deux inflexions notées par Curie sur les courbes de susceptibilité magnétique du fer (fig. 10) la première qui est progressive et du même genre que celles qui caractérisent la disparition du magnétisme dans le nickel et le cobalt (point  $A_2$ ) est brusquement interrompue dans son évolution par la seconde qui correspond au point  $A_3$  et est d'une nature nettement différente (fig. 16).

Cette transformation  $A_3$  comme du reste la transformation  $A_1$ , ne sont nullement influencées par l'intensité du

champ magnétique dans lequel l'échantillon se trouve placé.

Quant à la transformation progressive qui caractérise le point  $A_2$ , elle est nettement retardée sous l'influence des champs intenses, comme les courbes de Curie (fig. 9) le montrent nettement.

---

## CHAPITRE I

### DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES VARIATIONS DE L'INDUCTION MAGNÉTIQUE DE DIVERS ACIERS DANS UN CHAMP ALTERNATIF D'INTENSITÉ MAXIMUM CONSTANTE, EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

Nous avons signalé quelques-unes des nombreuses déterminations qui ont eu pour objet l'étude des variations de l'induction magnétique  $\mathfrak{B}$  des aciers en fonction de la température  $\theta$ .

Remarquons de suite que pour  $\mathcal{H} = C^e = k_1$ , la détermination de la courbe

$$\mathfrak{B} = f(\theta) \quad (9)$$

permet de trouver immédiatement par un simple changement d'échelle, celle de la perméabilité en fonction de la température,

$$\text{puisque,} \quad \mu = \frac{\mathfrak{B}}{\mathcal{H}} = \frac{\mathfrak{B}}{k_1} \quad (10)$$

et aussi (en changeant l'origine) celle de l'intensité d'aimantation ( $\delta$ ) en fonction de la même variable ( $\theta$ ), par suite de la relation

$$\delta = \frac{\mathfrak{B} - \mathcal{H}}{4\pi} = \frac{\mathfrak{B} - k_1}{4\pi} \quad (11)$$

La plupart de ces déterminations ont été faites par des méthodes plus ou moins simples, mais par des procédés qui ne se prêtaient généralement pas à l'enregistrement automatique des observations. Ces méthodes de relevé par points, quoique souvent extrêmement précises, sont cependant sujettes aux erreurs personnelles, surtout dans la zone des trans-

formations où les variations sont rapides, et les inflexions des courbes parfois peu accusées. Enfin, ces mesures, par suite de la durée de chaque expérience (correspondant à la durée d'un chauffage et d'un refroidissement assez lents, qui atteignent bien souvent une quinzaine d'heures), sont extrêmement pénibles.

C'est pour obvier à ces divers inconvénients que nous

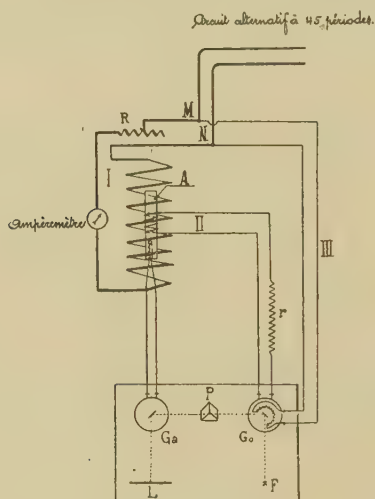


Fig. 17. — Schéma du montage des appareils pour l'enregistrement des courbes de transformation magnétique

avons étudié et mis au point la méthode d'enregistrement que nous allons décrire.

### Mode opératoire.

#### PRINCIPE DE LA MÉTHODE D'ENREGISTREMENT DES COURBES

$$\mathcal{B} = f(\theta)$$

L'échantillon d'acier  $A$  (fig. 17) dont on veut étudier les variations de l'induction dans un champ alternatif d'intensité

maxima constante, est placé à l'intérieur de deux enroulements : I et II.

L'enroulement I, mis en relation avec alternateur, est parcouru par un courant :

$$i_1 = I_{1m} \sin \omega t \quad (12)$$

Ce courant crée à l'intérieur de l'enroulement un champ  $\mathcal{H}_1$  qui lui est proportionnel. L'échantillon est donc traversé par un flux :

$$\Phi = k_2 \mathcal{B} = k_2 \mu \mathcal{H}_1 \quad (13)$$

Les variations du flux  $\Phi$  proportionnelles à l'induction  $\mathcal{B}$  sont également proportionnelles à la perméabilité  $\mu$  pour une valeur donnée de  $\mathcal{H}_1$ .

Or le flux  $\Phi$  engendre dans l'enroulement II une force électromotrice

$$e_2 = - \Phi_m \omega \cos \omega t \quad (14)$$

qui produit dans le circuit II un courant  $i_2$ . Nous allons voir

(<sup>1</sup>) Cette équation admet implicitement que l'on a un flux de la forme

$$\Phi = k_3 \mathcal{B} = k_3 \sin \omega t \quad (15)$$

autrement dit que le flux et par conséquent l'induction  $\mathcal{B}$  sont à chaque instant proportionnels à l'intensité  $i_1$ , c'est-à-dire au champ  $\mathcal{H}_1$ . Or ceci n'est pas toujours exact puisque l'induction ne varie généralement pas d'une manière linéaire en fonction du champ ; mais suit les fluctuations des cycles d'hystérésis. Toutefois, pour les barreaux courts (type A, fig. 24 à 32), on a sensiblement  $\mathcal{B} = k_4 \mathcal{H}_1$  et le cycle d'hystérésis est tellement aplati qu'on peut admettre que ses 2 branches sont confondues et rectilignes. Or nous verrons que les déductions relatives au cas de ces barreaux (A) sont celles auxquelles nous attachons le plus d'importance. Dans le cas des barreaux longs (type B) et surtout dans celui des anneaux (type C) on ne peut faire une telle approximation. Les courbes relatives aux anneaux sont du reste entachées de causes d'erreurs encore bien plus fortes, semble-t-il, du fait des variations de la résistivité du métal (voir page 46). Aussi notre méthode n'est-elle pas utilisable pour des mesures absolues. Toutefois elle permet de suivre d'une manière commode les fluctuations qui se produisent dans la zone des points de transformation, et d'en tirer, sous certaines réserves des conclusions intéressantes.

précisément que, dans les conditions où on se place, les variations de  $\mathfrak{B}$  et de  $\mu$  sont proportionnelles à l'intensité maximum,  $I_{2m}$ .

En effet, si le circuit II a une self-induction négligeable et une résistance ohmique très grande, le courant  $i_2$  est, pratiquement, en phase avec la force électromotrice qui le produit :

$$i_2 = \frac{E_{2m} \cos \omega t}{R_2} \quad (16)$$

en appelant  $R_2$  l'impédance totale du circuit II, qui se confond sensiblement avec sa résistance ohmique.

Si on maintient constant le courant maximum <sup>(1)</sup> ( $I_{1m}$ ) dans le circuit I, le flux maximum  $\Phi_m$  et par suite  $E_{2m}$  et  $I_{2m}$  restent constants pour une même valeur de  $\mu$ . Et de plus les variations de  $I_{2m}$  sont proportionnelles à celles de  $\mu$  et de  $\mathfrak{B}$ . Il suffit donc de pouvoir mesurer les variations de  $I_{2m}$ .

A cet effet, on intercale dans le circuit II le cadre mobile (à moment d'inertie suffisant) du galvanomètre  $G_0$  (fig. 18) qui, suspendu par un fil de torsion, se déplace non dans un champ constant comme pour un galvanomètre ordinaire, mais dans un champ alternatif ( $\mathcal{H}_{G_0}$ ) de même période que le courant  $i_2$ . On obtient très simplement ce résultat en substituant dans le galvanomètre  $G_0$ , à l'aimant permanent ordinaire, un électro-aimant à courant alternatif branché en dérivation (circuit III) sur la même source de courant qui alimente le circuit I (fig. 17).

Dans ces conditions, la valeur du couple moyen  $C_m$  agissant sur la bobine du galvanomètre  $G_0$  est proportionnelle à  $E_{2m}$  et par conséquent à l'induction  $\mathfrak{B}$ , et enfin, pour une valeur constante de  $I_{1m}$ , à la perméabilité  $\mu$ . Cette proportionnalité subsiste (comme nous allons le montrer dans la

(1) Il suffit pour cela de maintenir constante la différence de potentiel maxima aux bornes MN fig. 17, puisque la résistance ohmique du circuit I, qui est très grande par rapport à la self-induction du même circuit, ne varie pas.

note ci-dessous<sup>(1)</sup> quelle que soit la différence de phase  $\varphi$  entre  $\mathcal{H}_{e_0}$  et  $I_2$ , à condition toutefois qu'on maintienne constante cette différence de phase. Enfin, toutes choses égales d'ailleurs, la valeur du couple  $C_m$  est maximum lorsque la diffé-

(1) Nous avons admis jusqu'ici, pour simplifier, que l'intensité  $i_1$  dans le circuit I (fig. 17) était en phase avec la force électromotrice de l'alternateur et que l'intensité  $i_2$  dans l'enroulement II était en quadrature avec l'intensité  $i_1$ . Or ceci n'est pas rigoureusement exact.

Prenons comme point de départ la différence de potentiel  $v_{M.N.}$  aux bornes M et N. Nous admettrons qu'elle est sinusoïdale, de la forme :

$$v_{M.N.} = V_m \sin \omega t. \quad (17)$$

*Circuit I.* — Dans le circuit I, la bobine inductrice, utilisée pour l'étude des barreaux, types A et B (voir fig. 17 et 21), a un diamètre de 18 centimètres et elle comporte 300 spires réparties uniformément sur 50 centimètres de longueur, à raison de 6 spires par centimètre. Le coefficient de self-induction de cette bobine est égal à 0,00475 henry. L'introduction d'un de nos échantillons d'acier, dans cette bobine, augmente ce coefficient de 10 0/0 dans les cas extrêmes ; il peut donc devenir égal à 0,00522 henry. La résistance ohmique totale du circuit I étant dans les mêmes conditions constamment égale à 39 ohms, on en déduit que l'impédance est susceptible de varier pendant la durée d'un essai de 39,023 à 39,028, soit de  $\frac{1,3}{10.000}$  ce qui est négligeable.

Pour une fréquence de 45 périodes,  $L\omega$  varie de 1,348 à 1,820. La résistance ohmique étant de 39 ohms, il est facile de calculer le déphasage entre l'intensité  $i_1$  et la différence de potentiel  $v_{M.N.}$  dans ce circuit. On trouve qu'il varie de  $2^\circ$  à  $2^\circ 40'$ . Dans un cas comme dans l'autre, cet angle est toujours assez petit. On peut adopter  $2^\circ 20'$  comme valeur moyenne.

*Circuit II.* — La résistance ohmique de ce circuit est très grande par rapport à la self-induction [la résistance  $r$  (fig. 17) maintenue dans le circuit a toujours été supérieure à 1.000 ohms]. On peut donc admettre en première approximation que ce circuit se comporte sensiblement comme s'il ne contenait que de la résistance ohmique. Le courant  $i_2$  est donc sensiblement en phase avec la force électromotrice qui le produit ; c'est-à-dire déphasé de  $\frac{\pi}{2}$  par rapport au flux qui traverse l'échantillon et par conséquent par rapport à  $i_1$ . Il est bon de noter, en outre,

rence de phase  $\varphi$  est nulle; et elle s'annule lorsque  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Cette dernière valeur du déphasage est donc la seule inacceptable.

Pour toute autre valeur, les déviations du galvanomètre  $G_0$  que la résistance de la bobine exploratrice étant voisine de  $1/10^e$  d'ohms, elle subit, lors de son chauffage à haute température, des variations de résistance de l'ordre de quelques dixièmes d'ohms et par conséquent négligeables vis-à-vis de la résistance totale du circuit II dont elle fait partie.

*Circuit III.* — Dans ce circuit, l'électro-aimant du galvanomètre  $G_0$  est relié par des fils de résistance négligeable, aux bornes M et N, entre lesquelles on maintient une différence de potentiel efficace égale à 110 volts. Dans ces conditions, la bobine de l'électro est parcourue par un courant dont l'intensité efficace est égale à l'intensité du courant continu qui la traverserait si on maintenait à ses bornes une différence de potentiel continue égale à 4 volts. Il est facile d'après cela de déduire la valeur du déphasage de l'intensité  $i_3$  et par conséquent du champ  $\mathcal{H}_{G_0}$  (à l'hystérésis près) par rapport à la différence de potentiel  $v_{M.N}$ . On trouve ainsi une valeur de  $87^{\circ}55'$ . Le courant est presque en quadrature avec la différence de potentiel.

*Déphase du courant  $i_2$  par un champ  $\mathcal{H}_{G_0}$ .* — Il nous est maintenant possible de calculer le déphasage qui existe à chaque instant dans le galvanomètre  $G_0$  entre le champ  $\mathcal{H}_{G_0}$  produit dans l'entrefer et le courant  $i_2$  qui traverse la bobine mobile.

Nous avons vu que — dans le circuit I —  $i_2$  est en retard de  $2^{\circ}20'$  sur la différence de potentiel  $v_{M.N}$ . D'autre part, le courant  $i_2$  (circuit II) est sensiblement en retard de  $\frac{\pi}{2}$  sur  $i_1$ , c'est-à-dire que  $i_2$  est déphasé  $92^{\circ}20'$  par rapport à  $v_{M.N}$ .

Enfin,  $i_3$ , et par conséquent  $\mathcal{H}_{G_0}$ , sont déphasés de  $87^{\circ}55'$  par rapport à cette même différence de potentiel  $v_{M.N}$ .

La différence de phase  $\varphi$  qui existe finalement entre  $i_2$  et  $\mathcal{H}_{G_0}$  est égale à :  $92^{\circ}20' - 87^{\circ}55' = 4^{\circ}25'$  avec un écart maximum possible pendant un essai de  $20'$  en plus ou en moins.

*Calcul du couple  $C_m$  agissant à chaque instant sur la bobine du galvanomètre  $G_0$ .* — Admettons que le champ  $\mathcal{H}_{G_0}$  de l'entrefer du galvanomètre soit rigoureusement radial et de la forme :

$$\mathcal{H}_{G_0} = a \cos \omega t \quad (18)$$

le courant  $i_2$  qui passe dans la bobine mobile du même galvanomètre étant égal à :

$$i_2 = b \cos (\omega t - \varphi) \quad (19); \text{ avec : } b = \frac{E_{2m}}{R_2} \quad (20)$$

donnent à chaque instant la valeur de l'induction de l'échantillon A pendant qu'il est soumis au chauffage ou au refroidissement. Un couple thermo-électrique placé dans le même échantillon nous permet de mesurer, avec un second galvanomètre  $G_a$ , la température de l'échantillon et, en combinant les indications de ces deux galvanomètres au moyen d'un prisme incliné à  $45^\circ$ , par la méthode bien connue de M. Saladin <sup>(1)</sup>, nous pouvons obtenir immédiatement, par enregistrement

Pendant une période, la valeur moyenne du couple qui s'exerce sur la bobine est :

$$C_m = \frac{1}{T} \int_0^T NSb \cos(\omega t - \varphi) a \cos \omega t \quad (21)$$

N étant le nombre de spires de la bobine du galvanomètre.

S étant la surface d'une spire.

$NSb \cos(\omega t - \varphi)$  = le moment magnétique de la bobine.

$$C_m = \frac{1}{T} \int_0^T A (\cos^2 \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \cos \omega t \sin \varphi) dt \quad (22)$$

en prenant :  $A = NSba = C\alpha$ .

$$C_m = \frac{A}{2} \cos \varphi \quad (23)$$

D'autre part, la bobine ayant atteint sa position d'équilibre, on peut écrire :

$$C_m = \frac{1}{2} NSa \frac{E_{2m}}{R_2} \cos \varphi = C\alpha \quad (24)$$

C étant la constante de torsion du fil et  $\alpha$  l'angle de déviation.

On voit donc que, pour une valeur donnée de  $\cos \varphi$ , l'angle  $\alpha$  varie proportionnellement à  $E_{2m}$ . C'est-à-dire que, avec le dispositif adopté (fig. 17), cette variation est aussi proportionnelle à l'induction maxima et à la perméabilité correspondante, de l'échantillon étudié.

Notons enfin que le couple  $C_m$  est d'autant plus grand que  $\varphi$  est plus petit et qu'il s'annulerait pour  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Nous avons vu que  $\varphi$  était compris entre  $45'$  et  $40'45''$ ;  $\cos \varphi$  varie donc entre 0,99746 et 0,99656, soit de moins de 9/10.000 ce qui est pratiquement négligeable. En outre, sa valeur est assez voisine de 1 pour que le couple  $C_m$  soit sensiblement maximum.

(1) E. SALADIN. — *The Iron and Steel Metallurgist and Metallografist*, t. VII, 1904, p. 237.

photographique, la courbe des inductions en fonction de la température.

Cette méthode des galvanomètres conjugués est une modification du dispositif optique imaginé par Lissajous pour la composition optique de mouvements vibratoires dirigés dans des sens rectangulaires. Voici en quelques mots comment elle a été réalisée.

Les rayons lumineux issus de la lanterne F (fig. 18) dans laquelle un diaphragme percé d'un trou très fin réalise une source ponctuelle, sont dirigés sur le miroir  $S_1$  du galvanomètre à courants alternatifs  $G_0$ . Après réflexion sur ce miroir

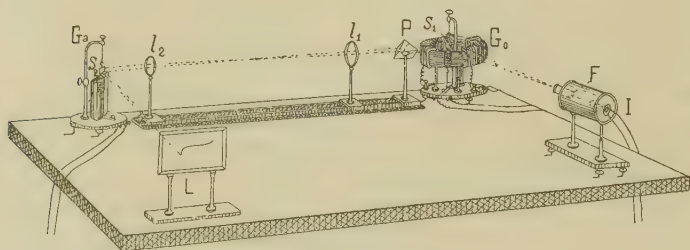


Fig. 18. — Dispositif enregistreur utilisé pour l'étude des transformations magnétiques.

$S_1$ , ils rencontrent le prisme à réflexion totale P dont les arêtes sont inclinées à  $45^\circ$  sur l'horizontale, et dans un plan perpendiculaire à la direction moyenne de ceux-ci. Ce prisme a pour effet de transformer les déviations horizontales des rayons lumineux tombant sur le miroir  $S_1$  du galvanomètre  $G_0$ , en déviations verticales. Ces rayons ont ensuite à traverser un système de deux lentilles  $l_1$  et  $l_2$  avant d'arriver sur le miroir  $S_2$  du galvanomètre  $G_a$ . Ces lentilles sont réglées de telle manière que les deux miroirs  $S_1$  et  $S_2$  soient foyers conjugués l'un par rapport à l'autre ; c'est-à-dire que tous les rayons issus du miroir  $S_1$  tombent sur le miroir  $S_2$ .

De là ces rayons se dirigent sur la plaque L dont la dis-

tance au miroir  $S_2$  est telle, qu'elle se trouve dans le plan où se forme l'image du point lumineux F.

*Différents types d'échantillons employés.* — Dès nos premiers essais, nous nous sommes aperçu que l'allure des courbes est très différente suivant le rapport qui existe entre le diamètre  $L$  et la longueur  $D$  des échantillons. L'influence démagnétisante des pôles se manifeste d'une manière souvent imprévue. Aussi nous avons été amené à choisir trois types d'échantillons dont nous donnons les principales dimensions en millimètres dans le croquis ci-après (fig. 19). Les deux premiers sont des barreaux : type A et type B. Le troisième est un anneau : type C.

Le champ démagnétisant est très fort dans les barreaux du type A dans lesquels la longueur est seulement égale à cinq fois le diamètre :  $L = 5D$ . Il est beaucoup plus faible dans les barreaux du type B dans lesquels  $L = 66,6D$ . Enfin il est nul dans les échantillons en forme d'anneaux, type C, qui à ce point de vue peuvent être assimilés à des barreaux de longueur infinie par rapport à leur diamètre.

Ces trois types d'échantillons ont été réalisés avec toutes les nuances d'aciers étudiés.

Chaque échantillon était percé d'un trou pour permettre l'introduction d'un couple thermoélectrique. Pour compenser la diminution de section déterminée par ce trou, on avait ménagé des surépaisseurs correspondantes, comme on peut s'en rendre compte sur le croquis des échantillons type A et type B (fig. 19).

Pour opérer sur un métal dont la constitution soit bien définie, nous avons fait forger des morceaux dont les dimensions étaient notablement plus grandes que celles des échantillons auxquels nous voulions arriver.

Nous avons alors fait subir à ces morceaux, bruts de forge, et placés dans une caisse remplie de charbon de bois en poudre, un recuit entre  $850^0$  et  $900^0$  avec refroidissement

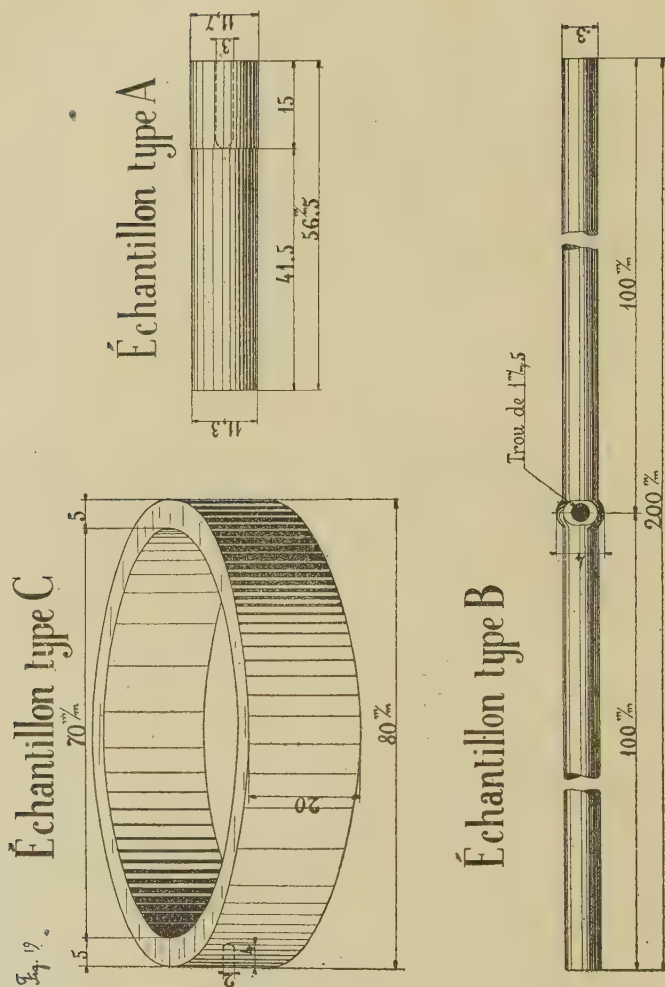


Fig. 19. — Croquis cotés des 3 genres d'échantillons :  
barreau type A; barreau type B et anneau type C.

lent, dont l'allure est représentée par la courbe donnée (fig. 20).

Ce recuit faisait disparaître les irrégularités qui auraient

pu résulter du forgeage, sans qu'il y ait à craindre une altération quelconque de la composition du métal puisqu'on avait à enlever au moins 2 mm. de métal sur chaque face des échantillons ainsi recuits, avant de faire les essais.

*Agencement des enroulements et dispositif de chauffage.*

— Pour le chauffage des barreaux types A et B, nous avons préparé un four à résistance électrique (fig. 21). Les spires chauffantes étaient enroulées sur deux tubes en porcelaine placés concentriquement *a* et *b* et portant chacun un enroulement de même pas.

Ces deux enroulements réunis en série, mais enroulés en sens inverse étaient parcourus par le courant de chauffage et

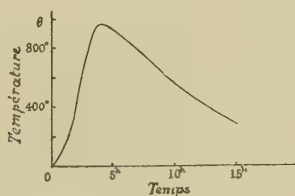


Fig. 20. — Allure du recuit des échantillons.

produisaient au centre un champ rigoureusement nul. Cet ensemble se trouvait lui-même placé dans un autre tube *c* en terre réfractaire, notablement plus grand que les deux premiers. L'espace annulaire compris entre les tubes *b* et *c* était rempli par de la chaux qui est assez mauvaise conductrice de la chaleur pour que la paroi extérieure du tube *c* ne dépasse jamais 50°. Sur ce tube était bobiné directement le solénoïde destiné à produire le champ alternatif au milieu duquel devait se trouver l'échantillon. Ce solénoïde constituait l'enroulement inducteur I, quant à l'enroulement induit II, il était réalisé directement sur l'échantillon et par conséquent introduit avec ce dernier dans le tube de chauffage (*a*) du four. Il fallait donc que l'isolement de cet enroulement soit

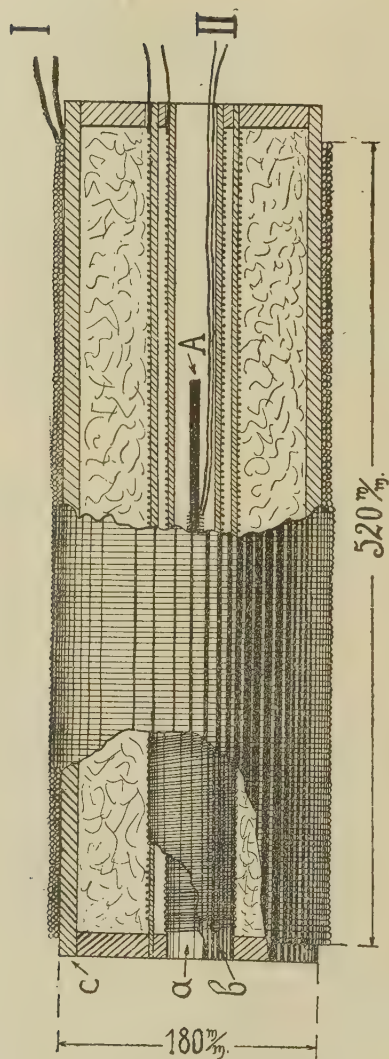


Fig. 21. — Four électrique utilisé pour le chauffage des barreaux (types A et B).

incombustible. Nous l'avons réalisé au moyen de fil de cuivre de 0 mm. 5 isolé à l'amiante. En outre, pour éviter la décar-

buration de nos échantillons, nous réalisons une atmosphère réductrice dans le four, en emplissant (avec de la poussière de charbon de bois, et même pour les échantillons très carburés, avec un mélange de charbon de bois et de carbonate de baryte) tout l'espace resté libre dans le tube *a* après l'introduction de l'échantillon. Comme la température maxima de chauffage n'était ni trop élevée, ni maintenue trop longtemps, il suffisait simplement d'empêcher le contact direct de ces mélanges avec les échantillons, pour n'avoir pas à redouter la cémentation.

Pour l'anneau type C, l'enroulement inducteur constitué par un fil de 1 mm. en constantan (pour que la résistance du circuit ne se modifie pas sensiblement pendant le chauffage) isolé à l'amiante et l'enroulement induit en fil de cuivre de 0 mm. 5 isolé également à l'amiante étaient obligatoirement bobinés l'un et l'autre sur l'anneau lui-même. Cet anneau étant ainsi préparé, on introduisait la soudure d'un couple thermoélectrique dans le petit trou disposé à la recevoir, et le tout était placé dans une boîte en terre réfractaire remplie du mélange charbonneux dont nous avons déjà parlé. Cette boîte était alors placée dans un four électrique à résistance, comme on peut le voir figure 22. (Les fils de l'enroulement secondaire et ceux du couple ne sont pas représentés sur cette figure).

*Détermination de la température des échantillons.* — Nous avons indiqué que, pour éviter l'oxydation, nous avons créé autour des échantillons une atmosphère réductrice à base d'oxyde de carbone. Or les couples de platine sont très rapidement faussés dans une telle atmosphère. Nous avons été amené, après quelques tâtonnements, à adopter le couple fer-constantan qui lui, au contraire, s'y comporte très bien. Nos couples étaient du reste vérifiés avant et après chaque expérience au moyen des points fixes suivants :

|                                                        |      |
|--------------------------------------------------------|------|
| Ebullition de l'eau (ramenée à 760 mm.) . . . .        | 100° |
| Ebullition de la naphthaline (ramenée à 760 mm). . . . | 215° |

|                                                |        |
|------------------------------------------------|--------|
| Ebullition du soufre (ramenée à 760 mm.) . . . | 445°   |
| Solidification de l'aluminium . . . . .        | 655°   |
| Fusion d'un fil d'or pur . . . . .             | 1.065° |

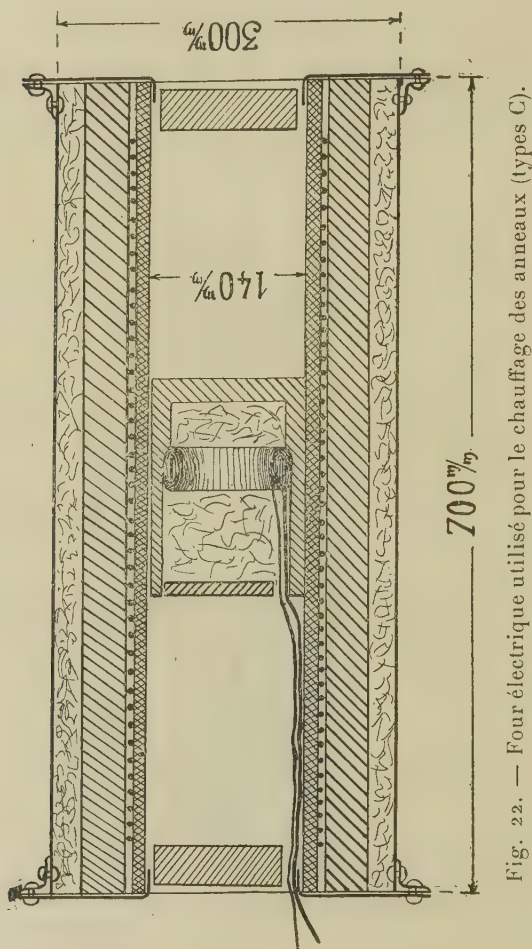


Fig. 22. — Four électrique utilisé pour le chauffage des anneaux (types C).

Le galvanomètre  $G_a$  (fig. 17 et 18) était mis en relation avec le couple. Une résistance disposée en série sur ce circuit permettait d'en régler la sensibilité.

*Marche d'une expérience.* — Les connexions des différents circuits étant correctement établies suivant le schéma (fig. 17), et l'échantillon soumis à l'étude étant disposé dans le four, on plaçait en L une plaque photographique dans l'ap-

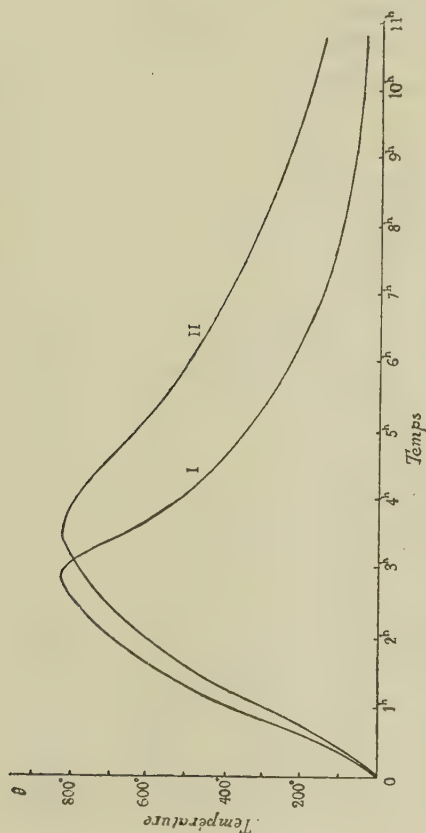


Fig. 23. — Courbe I. — Allure du chauffage et du refroidissement du four (fig. 21) pour barreaux types A et B.  
 Courbe II. — Allure du chauffage et du refroidissement du four (fig. 22) pour anneaux type C.

pareil enregistreur. On allumait la lampe en F et on mettait le four en chauffage. Il fallait environ 2 h. 3/4 pour atteindre 830° avec le four de la figure 21, destiné aux échantillons types A et B. Le refroidissement jusqu'à 150° s'effectuait en

4 h.  $1/4$ . Avec le four spécialement utilisé pour les anneaux (fig. 22), il fallait environ 3 h.  $1/4$  pour atteindre  $830^{\circ}$  et le refroidissement jusqu'à  $150^{\circ}$  ne demandait pas moins de 7 h.  $1/2$ .

Les courbes I et II de la figure 23 donnent l'allure exacte du chauffage et du refroidissement des deux fours.

On voit que tous les deux avaient un chauffage à peu près analogue; quant au refroidissement bien qu'un peu différent d'un four à l'autre, il restait dans les deux cas dans un ordre de grandeur tel que la production des points critiques ne pouvait en être modifiée quand on passait de l'un à l'autre.

### Données expérimentales.

*Composition des aciers étudiés.* — Nous avons rassemblé dans le tableau ci-contre les analyses complètes des différents aciers utilisés dans la première partie de cette étude.

| No de l'acier | Analyse chimique |        |        |       |        | Mode de fabrication ou provenance  |
|---------------|------------------|--------|--------|-------|--------|------------------------------------|
|               | Co/o             | Si o/o | Mn o/o | S o/o | Ph o/o |                                    |
| 1             | 0,060            | 0,012  | 0,380  | 0,070 | 0,120  | Thomas sursoufflé et non désoxydé. |
| 2             | 0,090            | 0,090  | 0,030  | 0,010 | 0,113  | Fer de Suède                       |
| 3             | 0,110            | 0,012  | 0,390  | 0,020 | 0,021  | Acier de Suède.                    |
| 4             | 0,170            | 0,082  | 0,190  | 0,016 | 0,013  | Acier au creuset.                  |
| 5             | 0,400            | 0,105  | 0,050  | 0,018 | 0,013  | Acier au creuset.                  |
| 6             | 0,730            | 0,116  | 0,280  | 0,056 | 0,010  | Acier au creuset.                  |
| 7             | 0,811            | 0,035  | 0,260  | 0,023 | 0,016  | Acier au creuset.                  |
| 8             | 1,200            | 0,327  | 0,190  | 0,028 | 0,011  | Acier au creuset                   |
| 9             | 1,660            | 0,012  | 0,080  | 0,038 | 0,018  | Four électrique à électrode.       |

### Essais préliminaires à froid.

*Cycles d'hystérésis.* — Nous avons déterminé sur les échantillons en anneaux (type C) des neuf nuances d'acier ci-dessus,

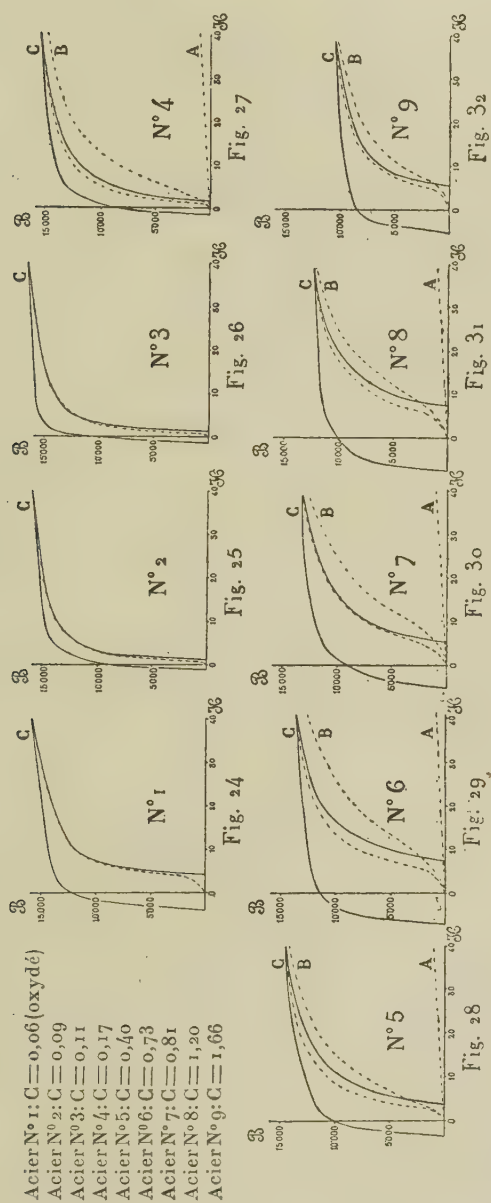


Fig. 24 à 32. — Essais effectués à la température ordinaire. — Lignes pointillées : Courbes de perméabilité sur barreaux (A et B) et sur anneau (C). — Traits pleins : Cycles d'hystérésis sur anneaux (C).

par la méthode de Rowland [14], le cycle d'hystérésis correspondant à un champ maximum de 40 Gauss.

Ces courbes sont reproduites, figures 24 à 32 inclus. Sans vouloir insister sur ces résultats qui ne sont pas d'une importance capitale pour l'étude que nous poursuivons, nous signalerons cependant l'hystérésis considérable de l'acier n° 1 dont la composition chimique n'est cependant pas très éloignée de celle des n°s 2 et 3. Cet acier a été choisi à dessein. C'est un acier Thomas prélevé au cours de son élaboration un peu avant la fin du sursoufflage (comme l'indique sa teneur en phosphore un peu forte) et par conséquent avant toute désoxydation. C'est donc un acier extrêmement oxydé. M. Malher a déjà signalé (*Revue de Métallurgie*, 1905, page 347) que les aciers Martin oxydés ont une résistivité anormale. Nous attribuons à l'état d'oxydation de cet acier et peut-être aussi aux gaz dissous, sa grande force coercitive. Cette hypothèse est du reste confirmée par les essais de Yensen [147]. Il a trouvé que du fer extra pur fondu dans le vide, et même désoxydé avec un peu de silicium, par conséquent rigoureusement exempt d'oxydes et aussi de gaz dissous, avaient une force coercitive égale à 0,09 Gauss, c'est-à-dire beaucoup plus faible que tout ce qui avait été obtenu jusqu'ici.

*Courbes de perméabilité.* — Nous avons également relevé à froid pour ces différents aciers les courbes de perméabilité (lieu du sommet des cycles d'hystérésis d'amplitude croissante), de la plupart des échantillons des trois séries, types A, B et C. Ces courbes sont portées en pointillé sur les mêmes figures (24 à 32) que les courbes d'hystérésis. Notons en passant que, tandis que les courbes de perméabilité apparente, relevées sur les échantillons type A, sont absolument rectilignes et à peu près les mêmes pour les diverses nuances d'aciers, il est loin d'en être de même pour les courbes obtenues avec les barreaux type B ou les anneaux type C.

On remarquera de suite, en comparant les courbes de ces trois types, l'importance énorme du champ démagnétisant.

ÉTUDE SYSTÉMATIQUE DES VARIATIONS DE L'INDUCTION  
EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

L'induction a été étudiée en fonction de la température à l'aide de l'appareil à enregistrement photographique précédemment décrit. Les résultats sont rassemblés dans les courbes ci-après (fig. 33 à 37). Les ordonnées de ces courbes sont fournies par les déviations du galvanomètre  $G_0$ . Nous avons montré que ces déviations sont à chaque instant proportionnelles à l'induction dont l'échantillon étudié est le siège. Grâce à des résistances convenables, intercalées dans le circuit induit (II), nous avons pu modifier considérablement l'échelle des ordonnées, suivant les types d'échantillons étudiés. Nous avons repéré la valeur de ces différentes échelles, d'après les mesures faites au balistique à la température ordinaire et en tenant compte avec autant d'approximation que possible, de l'influence des courants induits dans la masse des échantillons <sup>(1)</sup>.

REMARQUE IMPORTANTE. — *Pour que les courbes de refroidissement ne viennent pas se confondre avec les courbes de chauffage, nous avons toujours eu soin d'inverser les connexions reliant l'enroulement induit au galvanomètre, lorsque nous passions du chauffage au refroidissement. C'est ainsi que les inductions sont portées en ordonnées positives pour les courbes de chauffage, et en ordonnées négatives pour celles de refroidissement.*

I. *Barreaux cylindriques type A* :  $\left(m = \frac{L}{D} = 5\right)$ . — Afin de permettre une comparaison plus facile, nous avons superposé dans un même graphique (fig. 33) les courbes relevées sur les échantillons type A des différentes nuances d'acier

(1) Nous avons utilisé pour calculer cette action les renseignements très précieux que M. JOUAUST du Laboratoire Central d'Electricité de Paris a bien voulu nous fournir.

nos 4, 5, 6, 7 et 8, maintenus pendant leur chauffage et leur refroidissement dans un champ alternatif de valeur maximum  $\mathcal{H}_m = 20$  gauss.

| N° de l'Échantillon | Encre en C% |
|---------------------|-------------|
| 4                   | 0,170       |
| 5                   | 0,800       |
| 6                   | 0,750       |
| 7                   | 0,814       |
| 8                   | 1,200       |

Courbes obtenues avec les échantillons type A  
(Cylindres de  $56^{m,5}$  de longueur et  $11^{m,3}$  de diamètre)  
Champ maximum:  $\mathcal{H}_0 = 20$  Gauss; Fréquence = 45 périodes.

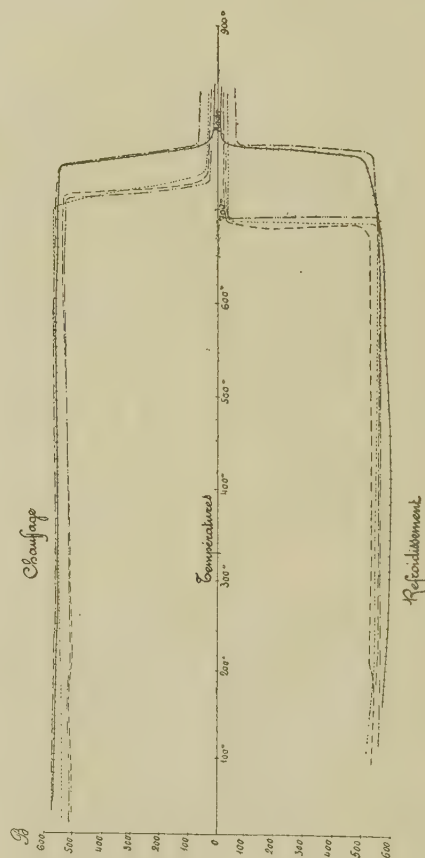


Fig. 33.

Les points caractéristiques de ces courbes sont les suivants :

(a) L'induction reste sensiblement constante entre  $0^0$  et la

température du point de transformation (on peut à peine distinguer sur une ou deux de ces courbes une légère inflexion vers  $200^{\circ}$ );

(b) La chute au moment du point critique est excessivement brusque;

(c) Pour nos échantillons à faible teneur en carbone (jusqu'à 0,400 o/o inclus) la disparition du magnétisme correspond bien exactement au point critique  $A_2$ . Ce point est à peu près rigoureusement réversible;

(d) Même dans l'échantillon 5, qui a cependant 0,400 o/o de carbone, le point  $A_1$  ne donne aucun accident sur la courbe;

(e) Pour les échantillons contenant 0,730 de carbone et plus, la disparition coïncide avec le point critique  $A_{1,2,3}$ . Elle est, comme ce dernier, irréversible.

Notons en passant que l'allure de ces courbes est tout à fait analogue à celles obtenues par M. Ledebøer (fig. 3) qui opérait sur des échantillons dont le rapport de la longueur au diamètre était  $m = \frac{L}{D} = 10$ , et aussi à celles obtenues par Kotaro-Honda [107, 110] (<sup>1</sup>). Cette allure avec brusque disparition du magnétisme caractérise un échantillon court par rapport à son diamètre, dans lequel la force démagnétisante des pôles a une valeur considérable. La chute semble même d'autant plus brusque et le point plus localisé que le rapport  $\frac{L}{D}$  est plus petit.

II. *Les barreaux cylindriques type B* ( $m = \frac{L}{D} = 66,6$ ) ont été soumis à deux séries d'essais. Dans la première série, la valeur maxima du champ alternatif, dans lequel on maintient l'échantillon a été :  $\mathcal{H}_m = 20$  gauss; dans la deuxième, cette valeur était :  $\mathcal{H}_m = 1,5$  gauss. Les courbes correspondant à la première série sont relevées figure 34. La dispari-

(<sup>1</sup>) *Annalen der Physik*, 4<sup>e</sup> série, t. XXXII, 1910, p. 1003, et *loc. cit.*

tion du magnétisme n'est pas brusque, et l'allure générale de ces courbes rappelle celles de P. Curie (fig. 8) <sup>(1)</sup>. Pour

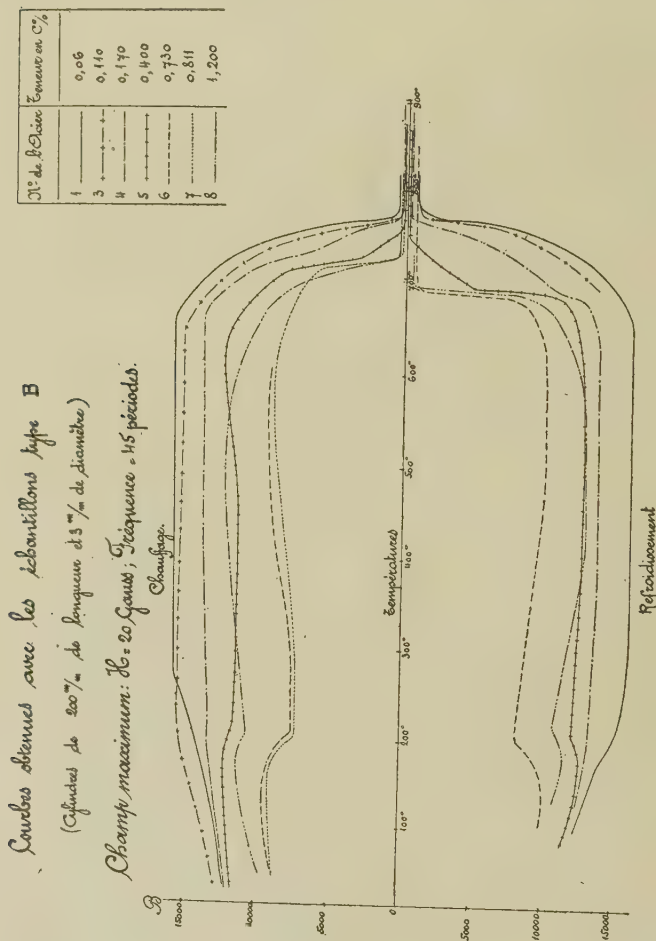


Fig. 34.

<sup>(1)</sup> La longueur des échantillons de Curie était égale à 62 diamètres, alors que pour les nôtres,  $L = 66,6 D$ , c'est-à-dire que  $m = \frac{L}{D}$  est tout à fait du même ordre. La forme des courbes se

les aciers extra-doux 1 et 3, ces courbes seraient même absolument identiques à celles trouvées par ce dernier, si nous n'avions pas au début une augmentation progressive des ordonnées qui va jusqu'à 250° pour le n° 1 et à 200° pour le n° 2.

Nous n'avons pas déterminé, d'une manière bien décisive, la nature de cette augmentation. Toutefois, pour l'acier n° 1 ( $C = 0,06$ ), tout au moins il semble très probable, comme nous le montrerons plus loin, que la diminution de l'induction aux basses températures est due en partie à l'état d'oxydation du métal. La viscosité magnétique des aciers très doux peut y être également pour quelque chose.

Pour les aciers nos 4, 5, 6, 7 et 8, nous constatons tout d'abord une inflexion à peu près réversible au voisinage de 200°, qui s'accroît au fur et à mesure que la teneur en carbone augmente. Elle est donc bien liée avec celle-ci. Des anomalies du même genre avaient été signalées, nous l'avons vu, dans les recherches sur les aciers durs, de Jamin [16], Favé [23] et Berson [33]; et surtout dans celles de Poloni [26], Maurain [105], Honda et Takagi [150], Saïto [167], etc. En revanche, il n'en est pas question dans les Mémoires de Curie [48], Ledebor [35], Morris [53] qui n'ont étudié que des métaux très peu carburés.

Wologdine [96] a montré le premier, en 1909, que cette variation de magnétisme était due à la transformation magnétique de la cémentite  $Fe^3C$ . Des expériences directes que nous fîmes à la même époque sur du carbure de fer préparé en attaquant un acier par l'acide sulfurique étendu, nous ont confirmé ce résultat qui a été retrouvé depuis par de nombreux expérimentateurs, dont nous avons signalé les principaux.

Pour les aciers 1 et 3, la disparition totale du magnétisme rapproche aussi de l'allure théorique admise par P. WEISS (fig. 14). Ceci nous confirme bien que les courbes de la figure 33 sont déformées par suite de l'influence démagnétisante des pôles.

au chauffage et sa réapparition au refroidissement sont sensiblement réversibles, comme l'avait indiqué Curie, et la température à laquelle se produit la variation de magnétisme la plus brusque correspond à peu près au point critique  $A_2$  qui est bien, lui aussi réversible.

Pour les aciers nos 4 et 5, contrairement à ce que nous avons noté sur les courbes de la figure 33 (échantillons type A), la disparition du magnétisme, au chauffage, se fait en deux temps. Une première inflexion correspond au point critique  $Ac_1$  et la disparition complète se produit à une température qui correspond à celle de  $Ac_2$ . La réapparition, au refroidissement, commence sensiblement à la même température à laquelle s'est produite la disparition. Le point  $Ar_2$  est donc bien sensiblement réversible avec  $Ac_2$ . Quant à la seconde inflexion que nous rencontrons, elle coïncide bien avec le point critique  $Ar_1$  et elle est, comme lui, irréversible par rapport au point de chauffage  $Ac_1$ .

La deuxième série de mesures a été faite avec un champ maximum :  $\mathcal{H}_m = 1,5$  gauss (fig. 35). Nous remarquons tout d'abord sur ces courbes une augmentation progressive de la perméabilité depuis la température ordinaire jusque vers  $650^\circ$ . Cette augmentation est intimement liée, comme l'a nettement montré Hopkinson [40], à une diminution progressive de la force coercitive quand la température s'élève ; à part cela, le point de  $200^\circ$  se trouve très atténué, ce qui s'explique par ce fait que la perméabilité du fer dans un champ de 1,5 gauss est près de cinq fois plus forte que dans un champ de 20 unités. Il s'ensuit que la perméabilité du carbure qui varie peu en fonction du champ est tellement faible par rapport à celle du fer que ses variations ne se font pour ainsi dire pas sentir. Nous notons en outre, comme précéemment, la disparition du magnétisme en deux temps, l'un correspondant à  $A_1$  qui est irréversible et l'autre à  $A_2$ , réversible.

Le point le plus intéressant à relever dans cette série est l'allure de la courbe de l'acier n° 1. Cet acier très oxydé et

probablement riche en gaz dissous, puisqu'il a été prélevé, dans un convertisseur Thomas, en cours de sursoufflage, se

*Courbes obtenues avec les échantillons type B*

*(Cylindres de 200<sup>mm</sup> de longueur et 3<sup>mm</sup> de diamètre)*

*Champ maximum:  $H = 1,5$  Gauss; Fréquence = 45 périodes.*

| Di. de l'échantillon | Teneur en C % |
|----------------------|---------------|
| 1                    | 0,06          |
| 4                    | 0,170         |
| 5                    | 0,400         |
| 6                    | 0,730         |
| 8                    | 1,200         |

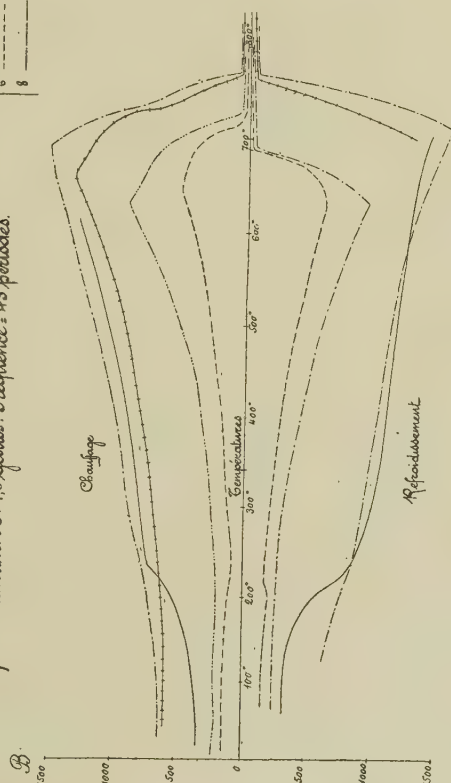


Fig. 35.

caractérise à la température ordinaire, par une force coercitive très grande eu égard à sa composition, et une perméabilité très petite dans les champs faibles. Il n'est donc pas étonnant que sur cette courbe, déterminée dans un champ de 1,5 gauss, l'ordonnée à l'origine soit très faible; mais vers

230°, cette ordonnée augmente d'une façon considérable, et à partir de ce moment l'acier devient absolument normal. Au refroidissement, le phénomène inverse se produit à peu près aux mêmes températures. Nous croyons avoir été le premier à signaler ce fait.

III. *Anneaux type C.* — Il nous a paru intéressant d'étendre nos essais aux anneaux type C que nous avons établis pour étudier la perméabilité et l'hystérésis à froid de nos aciers. Ces échantillons, formant un circuit magnétique fermé, devraient donner, semble-t-il, les courbes les plus parfaites ; mais, par suite de leur grande section, ces échantillons sont le siège de courants induits qui produisent un effet perturbateur considérable. D'après les calculs et les mesures de M. Jouaust, l'induction maxima apparente observée à froid ne serait, dans un champ alternatif d'une fréquence de 45 périodes par seconde et d'une valeur maxima :  $\mathcal{H}_m = 20$  gauss (fig. 36), que le quart de sa valeur réelle dans un champ constant de même valeur. Cette action diminue au fur et à mesure de l'élévation de la température, par suite de l'augmentation de résistivité de l'acier qui en résulte, et qui réduit d'autant l'importance des courants induits. Notons en outre que dans le cas de ces échantillons, les variations de la self-induction du circuit I en fonction de la température ne sont pas négligeables. C'est pourquoi on observe sur nos courbes une allure ascendante de l'induction jusqu'à 650°.

Au delà de cette température, la résistivité de l'acier est telle que les courants induits ont une valeur assez faible pour ne pas trop influencer l'allure des courbes. Il y a donc lieu de faire abstraction dans l'examen des courbes de toute la partie correspondant aux températures inférieures à 650°. Cette restriction étant faite, nous voyons que ces courbes confirment ce que nous avons obtenu sur les échantillons du type B, en accentuant très nettement l'influence du point  $A_1$ . blement l'allure des courbes. Et les conclusions tirées précédemment de l'inspection de celles des échantillons type B (fig. 35) se trouvent en tous points confirmés, savoir :

Pour les essais avec un champ  $\mathcal{H}_m = 1,5$  gauss (fig. 37), on devrait faire la même remarque que précédemment, mais

| °C de l'Acier | Temps en C. % |
|---------------|---------------|
| 4             | 0,170         |
| 5             | 0,400         |
| 6             | 0,730         |
| 7             | 0,811         |
| 8             | 1,200         |
| 9             | 1,687         |

Courbes obtenues avec les échantillons type C  
(amorce de 80% de diamètre intérieur, 70% de diamètre intérieur et 20% de hauteur)  
Champ maximum: 10-20 Gauss; Fréquence: 45 périodes.

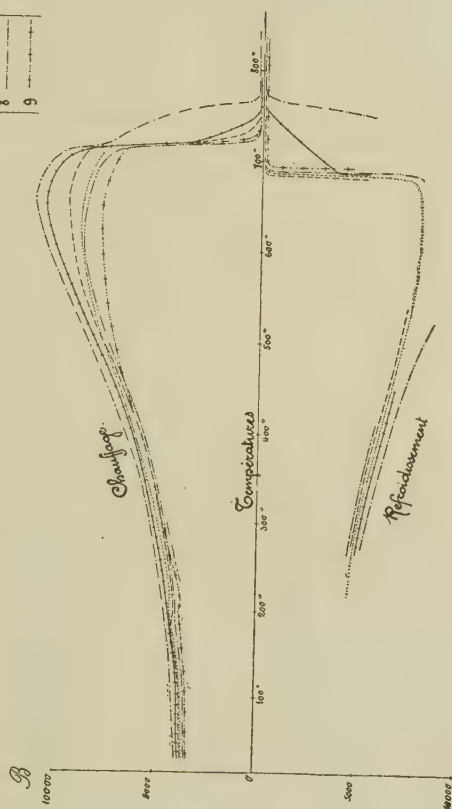


Fig. 36.

l'induction est toujours suffisamment faible pour que les courants induits et les variations de la self induction du circuit I soient assez peu importants pour ne pas modifier nota-

1° La transformation vers  $230^{\circ}$  de l'échantillon oxydé n° 1 ;  
et 2° la séparation bien nette des points  $A_1$  irréversible et  $A_2$

| N° de l'acier | Teneur C % |
|---------------|------------|
| 1             | 0,06       |
| 2             | 0,09       |
| 4             | 0,170      |
| 5             | 0,400      |
| 6             | 0,730      |
| 7             | 0,811      |
| 8             | 1,200      |

*Courbes obtenues avec les échantillons type C.*

( anneaux de 80 % de diamètre extérieur, 70 % de diamètre intérieur et 20 % de hauteur )

*Champ maximum: 26.15 Gauss. Fréquence = 45 périodes.*

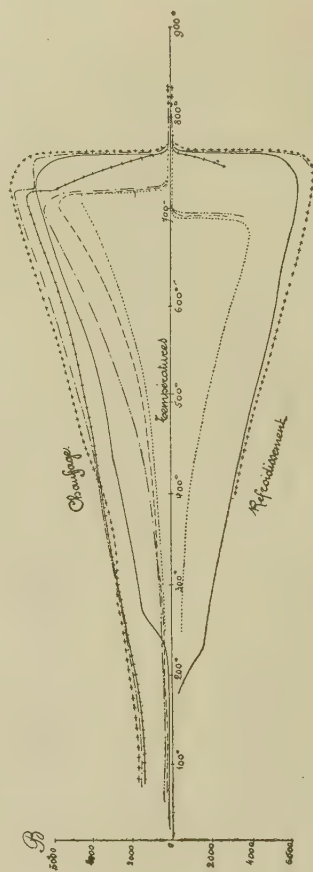


Fig. 37.

réversible dans les aciers un peu carburés. Là encore, comme nous l'avons noté plus haut, l'influence du point  $A_1$  est nette

ment plus accentuée et plus localisée que dans les courbes de la figure 35. Enfin nous relevons sur les courbes 1 et 2 des inflexions peu accusées qui se produisent à des températures très inférieures aux points critiques (de 300 à 400°) et peuvent peut-être se relier aux minima obtenus dans les mêmes conditions sur aciers doux, d'abord par Morris [53] et ensuite par Maurain [105].

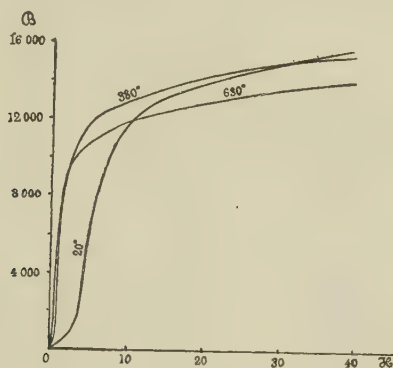


Fig. 38. — Courbes de perméabilité relevées à diverses températures sur anneau type C en acier Thomas n° 1 non désoxydé (Carbone  $\doteq$  0,06 o/o).

*Essais complémentaires sur l'acier oxydé n° 1* (C = 0,06 o/o). — Nous avons déjà noté l'anomalie magnétique que présente cet acier Thomas non désoxydé, aux environs de 230°. Ce point méritait d'être regardé d'un peu plus près, c'est pourquoi nous avons relevé sur anneau (fig. 38) les courbes de perméabilité  $\mathfrak{B} = f(\mathcal{H})$  à trois températures différentes : 20°, 380° et 630° et (fig. 39) les cycles d'hystérésis à 20° et à 630°.

Hopkinson avait bien noté le relèvement de la courbe de perméabilité dans la région des champs faibles lorsque la température s'élève; mais ici le phénomène prend une intensité particulièrement marquée. On voit en particulier la diff-

rence énorme des valeurs de l'induction pour un champ de 1 à 5 gauss entre la température de  $20^{\circ}$  à celle de  $380^{\circ}$ . Cette augmentation de l'induction, nous nous en sommes rendu compte d'après les courbes des figures 35 et 37, ne se produit pas progressivement; mais d'une manière assez brusque entre  $220^{\circ}$  et  $250^{\circ}$ .

L'examen des cycles d'hystérésis déterminés sur ce même acier à  $20^{\circ}$  et à  $630^{\circ}$  est également instructif. On voit que la

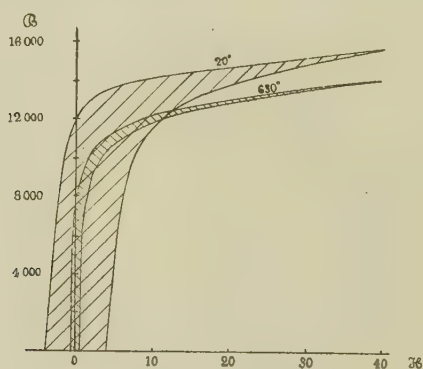


Fig. 39. — Cycles d'hystérésis relevés à diverses températures ( $20^{\circ}$  et  $630^{\circ}$ ) sur anneau type C. Acier Thomas n° 1 non dés-oxydé (Carbone = 0,0600).

surface du cycle à  $20^{\circ}$  est près de six fois plus grande que celle du cycle à  $630^{\circ}$ . Ces résultats sont entièrement d'accord avec ceux de Yensen [147] qui a montré la diminution considérable d'hystérésis que l'on pouvait obtenir par une dés-oxydation parfaite avec élimination totale des gaz dissous, en fondant dans le vide du fer électrolytique et en y ajoutant un peu de silicium.

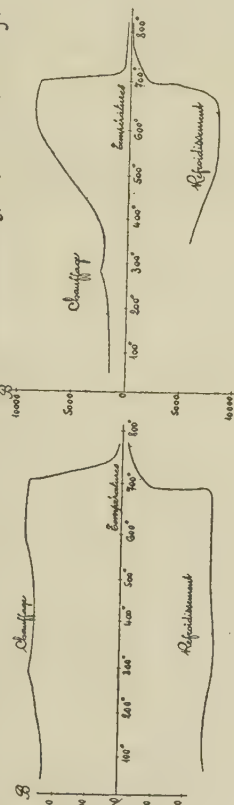
*Essais sur échantillons trempés (fig. 40).* — Nous avons fait à titre d'indication quelques essais sur des échantillons ayant préalablement subi la trempe à l'eau à  $1.000^{\circ}$ . En dehors de la suppression du point de  $200^{\circ}$  (qui indique que dans ces aciers la cémentite n'est plus à l'état libre) et de

l'augmentation progressive de la perméabilité au delà de  $450^{\circ}$  que nous notons sur les courbes 2 et 3, augmentation qui permet de suivre la destruction des effets de trempe, nous

*Courbes de chauffage et de refroidissement d'aciers*

*préalablement trempés à  $1000^{\circ}$  à l'eau froide.*

*Curve 767, Échantillon type A, Carbone 0,811, H. 20 Gauss. Curve 767, Échantillon type C, Carbone 0,811, H. 20 Gauss.*



*Curve 768, Échantillon type B, Carbone 1,200, H. 20 Gauss. Curve 768, Échantillon type C, Carbone 0,811, H. 1,5 Gauss.*

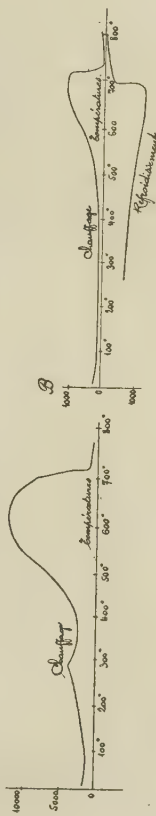


Fig. 40.

devons signaler, au chauffage, un point singulier qui se produit au voisinage de  $300^{\circ}$ . Un point analogue avait été noté dès 1903 par MM. Charpy et Grenet sur les courbes de dila-

tation d'un acier préalablement trempé <sup>(1)</sup> (fig. 41). Et cette anomalie de dilatation fut retrouvée ensuite par de nombreux expérimentateurs.

Il est à remarquer enfin que, sur les courbes de refroidissement, la réapparition du magnétisme commence vers  $750^{\circ}$ . Elle est lente d'abord et ne devient rapide qu'au-dessous de  $700^{\circ}$ . Il ne se produit rien d'analogue avec des aciers préalablement recuits.

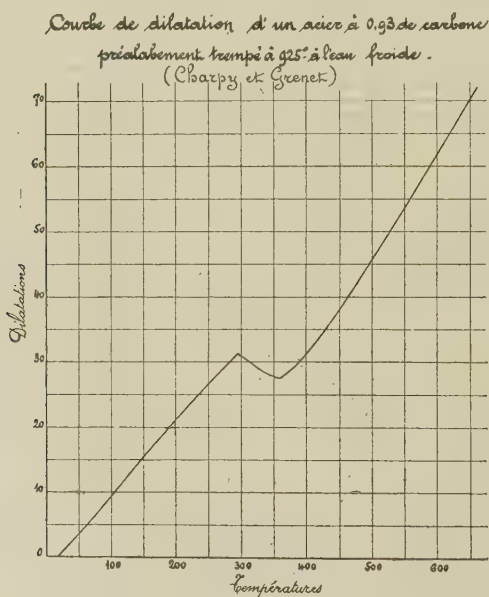


Fig. 41.

Cette particularité est certainement en relation avec les phénomènes de dissolution, polymérisation ou dissociation de la cémentite au-dessus du point critique, dont l'étude actuellement à l'ordre du jour, pourra être facilitée par des investigations magnétiques.

<sup>(1)</sup> *Bulletin de la Société d'Encouragement*, 1903, pp. 488 et 883.

\*  
\* \*

De ce premier ensemble de mesures se dégage un certain nombre de conclusions que nous énoncerons à la fin de ce travail ; mais nous voulons faire dès maintenant deux remarques sur des points particuliers :

1° La forme des courbes, représentant les variations de l'induction à champ maximum constant, d'un corps ferro-magnétique en fonction de la température est essentiellement différente lorsqu'on opère sur des échantillons pour lesquels le champ démagnétisant est fort (fig. 33) ou au contraire dans lesquels il est faible (fig. 34). Dans le premier cas, l'induction reste d'abord sensiblement indépendante des variations de température, puis elle passe brusquement à une valeur très faible.

Dans le second cas au contraire, si la valeur du champ est suffisante, la diminution de l'induction commence dès que la température s'élève et se poursuit conformément aux courbes expérimentables établies par Curie, Weiss, Honda, etc.

2° Nos essais ne décèlent pas seulement le point critique  $A_2$  mais également le point  $A_1$ . Toutefois, la netteté de ce dernier point varie considérablement suivant la forme des échantillons.

(a) Dans le cas des barreaux courts  $\left(\frac{L}{D} = 5\right)$  le point  $A_1$  n'est même pas encore visible avec l'acier n° 5 à 0,4 0/0 de carbone. Le point  $A_1$  n'est décelé par ces courbes que quand le point  $A_3$  est venu se confondre avec lui. Pour l'acier n° 6 à 0,730 de carbone et pour les suivants, comme  $A_3$ ,  $A_2$  et  $A_1$  sont confondus, la brusque variation de l'induction n'est plus réversible comme pour les échantillons précédents ; mais elle suit  $A_{3,2,1}$  et devient irréversible comme lui.

(b) Pour les barreaux plus longs  $\left(\frac{L}{D} = 66,6\right)$  l'influence du point  $A_1$  se fait déjà sentir dans l'acier n° 4 à 0,170 0/0

de carbone (fig. 34) mais avec assez d'imprécision, quant à la température.

(c) Avec les anneaux au contraire l'action de  $A_1$  est parfaitement nette (fig. 36) et sa température coïncide bien avec celle déterminée par les méthodes thermiques.

L'influence de la forme des échantillons sur l'allure d'ensemble des variations de l'induction en fonction de la température d'une part, et sur la manière dont ces variations, accusent la production du point  $A_1$  d'autre part, nous ont conduit à étudier de plus près cette action de la forme des échantillons et cette étude constitue la deuxième partie de notre travail.

---

## CHAPITRE II

### ÉTUDE SUR LE CHAMP DÉMAGNÉTISANT

#### PREMIÈRE PARTIE

##### CHAMP DÉMAGNÉTISANT D'UNE SÉRIE DE CYLINDRES D'ACIER EXTRA-DOUX DE PLUS EN PLUS COURTS

L'influence de la forme extérieure d'un échantillon de substance ferro-magnétique sur l'intensité d'aimantation dont il est le siège, lorsqu'on le place dans un champ magnétique, a donné lieu à de nombreuses études.

Neumann [7] attaqua le problème au point de vue analytique et montra que l'aimantation induite dans un corps est uniforme et peut se calculer lorsqu'il est limité par une surface du second degré. La seule surface du second degré, pratiquement réalisable, et par conséquent sur laquelle ont porté les études de divers expérimentateurs, est l'ellipsoïde. Mais, comme la confection d'ellipsoïdes corrects est très délicate, on a souvent cherché à les remplacer par des cylindres en tâchant de trouver un facteur de correction pour tenir compte de l'inégale répartition du magnétisme dans un tel solide.

Que l'on opère sur des ellipsoïdes ou sur des cylindres, on constate que, lorsqu'un tel corps est placé dans un champ (extérieur) uniforme,  $\mathcal{H}_e$  son magnétisme propre produit un autre champ  $\mathcal{H}_{\mathcal{N}}$ , qui se superpose à lui. L'addition vectorielle de ces deux champs donne la valeur du champ (agissant) résultant  $\mathcal{H}_a$  auquel est liée l'intensité d'aimantation en chaque point de l'échantillon. Dans la région médiane  $\mathcal{H}_{\mathcal{N}}$  est directement opposé à  $\mathcal{H}_e$  d'où le nom de champ démagnétisant qui lui a été donné. De sorte que le champ résultant est :

$$\mathcal{H}_a = \mathcal{H}_e - \mathcal{H}_{\mathcal{N}}. \quad (25)$$

Les premières études faites sur le champ démagnétisant avaient montré qu'il est sensiblement proportionnel à l'intensité d'aimantation  $\mathfrak{J}$ , ce qui fait écrire souvent :

$$\mathcal{H}_N = N_1 \mathfrak{J}. \quad (26)$$

Formule dans laquelle  $N_1$  qu'on appelle *facteur démagnétisant*, est une certaine fonction de  $\mathfrak{J}$ , qui doit vérifier l'équation.

On pensait autrefois que, même dans les barreaux cylindriques,  $N_1$  était constant et dépendait seulement du rapport  $m$  de la longueur au diamètre :

$$m = \frac{L}{D}. \quad (27)$$

Les recherches de Mann [50], Benedicks [68], Schuddemagen [110], comme les nôtres, montrent que  $N_1$  est seulement approximativement constant dans un intervalle compris entre  $\mathfrak{J} = 300$  et  $\mathfrak{J} = 800$ . Nous avons repris l'étude de cette question en poussant le domaine des champs étudiés jusqu'à 2.000 gauss, et en l'étendant à des cylindres pour lesquels  $m$  descendait jusqu'à 0,25.

*Forme et nature des échantillons.* — Les échantillons sur lesquels nous avons opéré, qui étaient en acier extra-doux, avaient les formes et dimensions suivantes :

1° Un anneau de 180 mm. de diamètre extérieur ; 160 mm. de diamètre intérieur et 30 mm. de hauteur.

2° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 1.200 mm. de longueur.

3° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 400 mm. de longueur.

4° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 200 mm. de longueur.

5° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 100 mm. de longueur.

6° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 50 mm. de longueur.

7° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 20 mm. de longueur.

8° Cent vingt barreaux cylindriques de 20 mm. de diamètre et de 10 mm. de longueur.

9° Un barreau cylindrique de 20 mm. de diamètre et de 5 mm. de longueur.

Tous ces échantillons provenaient d'un même lingot d'acier Martin, de 470 cm<sup>2</sup> de section, ayant la composition suivante :

|                   |          |
|-------------------|----------|
| Carbone . . . .   | 0,13 o/o |
| Silicium . . . .  | 0,01 —   |
| Manganèse . . . . | 0,31 —   |
| Soufre . . . .    | 0,013 —  |
| Phosphore . . . . | 0,005 —  |

Toutes les pièces avaient été forgées brutes, avec une surépaisseur de 2 à 3 mm., puis recuites en caisse dans un

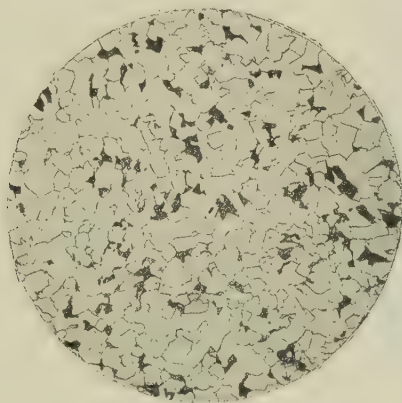


Fig. 42. — Micrographie de l'acier à 0,13 o/o de Carbone  
Grossissement = 45 diamètres.

four continu, avec une charge de tôles pour dynamos. La caisse avait séjourné 6 heures dans la partie la plus chaude du four dont la température correspondait à 800° environ pour l'intérieur de la caisse, la durée de refroidissement ayant été de 66 heures environ, dont 26 à l'intérieur du four.

Les pièces ayant été usinées après ce recuit. On n'avait donc

pas à craindre qu'il reste une inégalité dans la répartition du carbone. La micrographie ci-après (fig. 42), prise au grossissement de 45 diamètres, sur une section perpendiculaire l'axe d'un barreau, donne l'aspect du métal dans l'état dans lequel il a été étudié.

*Dispositif expérimental.* — Tous nos essais ont été ramenés à la mesure du flux à travers une section droite des échantillons quand on fait varier le champ auquel ils sont soumis. Il nous fallait pouvoir soumettre les échantillons à des champs variables, d'où nécessité d'un *enroulement inducteur*. Pour la mesure des variations de flux, nous utilisons un *enroulement induit* relié soit à un galvanomètre balistique, soit à un fluxmètre, les deux appareils se contrôlant l'un l'autre.

Pour l'anneau, les deux enroulements étaient forcément bobinés sur l'anneau lui-même, l'enroulement induit étant aussi près que possible du métal, de manière à ce que les corrections dues à la différence des sections du métal et de l'enroulement soient aussi faibles

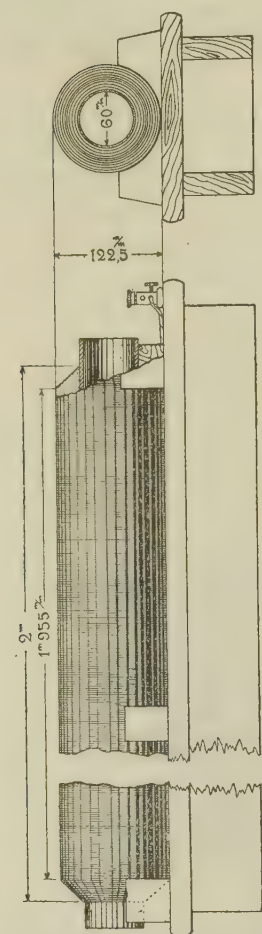


Fig. 43. — Solénoïde utilisé comme bobine inductrice.

que possible. L'enroulement inducteur, composé de 500 spires, réparties uniformément sur l'anneau permettait d'obtenir, sans trop de difficultés, pendant un temps court, un champ allant jusqu'à 430 gauss.

Pour les cylindres, il y avait intérêt, comme nous le verrons, à pousser beaucoup plus loin. Nous avons pu, grâce à la libéralité de la Direction des Inventions, faire établir dans ce but un solénoïde dont nous donnons le croquis figure 43.

Il se composait d'un tube de carton de 60 mm. de diamètre intérieur, sur lequel étaient enroulées dix couches de spires en fil de cuivre de 3 mm. de diamètre, isolé par deux guipages de coton. Les constantes de chacune de ces couches sont données dans le tableau ci-après :

| N <sup>o</sup><br>de la couche | Longueur<br>totale<br>de la couche | Nombre<br>de<br>spires | Diamètre<br>moyen d'une<br>spire <sup>(1)</sup> |
|--------------------------------|------------------------------------|------------------------|-------------------------------------------------|
| 1                              | 2 m.                               | 588                    | 71 mm.                                          |
| 2                              | 1,998 mm.                          | 584                    | 76                                              |
| 3                              | 1,995                              | 587                    | 81                                              |
| 4                              | 1,992                              | 586                    | 86,3                                            |
| 5                              | 1,989                              | 591                    | 92,5                                            |
| 6                              | 1,985                              | 585                    | 98,5                                            |
| 7                              | 1,980                              | 575                    | 104,5                                           |
| 8                              | 1,970                              | 572                    | 110,5                                           |
| 9                              | 1,962                              | 573                    | 116,5                                           |
| 10                             | 1,955                              | 572                    | 122,5                                           |

La bobine est disposée de manière à ce que l'on puisse à volonté prendre, soit la première couche seule, soit les dix couches en série. Le nombre de spires par centimètre de la première couche est de 2,94 ; il est de 29,38 pour les dix couches réunies.

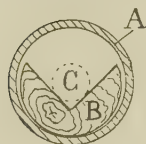
On peut produire momentanément à l'intérieur de cette bobine un champ allant jusqu'à 2.000 et même 2.200 gauss.

Les cylindres soumis à l'étude étaient disposés sur une barre de bois ayant un diamètre légèrement inférieur au diamètre intérieur du tube, de manière à pouvoir entrer facilement. Tout le long de cette barre, on avait enlevé un secteur,

(<sup>1</sup>) D'axe en axe du fil.

calculé de telle sorte qu'en faisant reposer simplement les cylindres dans ce secteur, et en introduisant la barre dans la bobine, les cylindres se trouvent dans l'axe de celle-ci (fig. 44).

Notre solénoïde n'étant pas infiniment long, il y avait lieu de déterminer l'influence des bouts sur la répartition du champ à l'intérieur. C'est ce que nous avons fait en appliquant pour chaque couche la formule :



$$\mathcal{H}_f = \frac{2\pi}{10} n_1 i (\cos \alpha + \cos \beta). \quad (28)$$

Fig. 44. — A, Coupe du tube en carton du solénoïde de 60 m/m de diamètre intérieur.

B, Coupe de la barre de bois sur laquelle on disposait en C les cylindres d'acier pour les introduire dans le solénoïde (pour simplifier la figure, les enroulements du solénoïde n'ont pas été représentés).

$\alpha$  et  $\beta$  étant les angles sous lesquels on voit du point considéré les rayons des surfaces extrêmes de la couche. La moyenne des valeurs ainsi trouvées par les dix couches donne le champ au point étudié. La différence  $\mathcal{H}_i - \mathcal{H}_f$  entre cette valeur moyenne  $\mathcal{H}_f$  et la valeur  $\mathcal{H}_i$  que l'on obtiendrait pour une bobine infiniment longue ( $\mathcal{H}_i = \frac{4\pi}{10} n_1 i$ ) nous donne l'erreur que l'on commet si on ne tient pas compte de cette particularité.

Le calcul fait pour un point situé dans l'axe de la bobine et au milieu entre les extrémités montre que l'erreur en ce point est de 0,101 o/o.

En un point situé à 40 cm. d'une des extrémités (point occupé par cylindre de 1.200 mm. quand il est dans le solénoïde), l'erreur est de 0,4 o/o. Dans un cas comme dans l'autre, l'erreur ne dépassant pas les erreurs possibles de mesure, on peut donc la négliger.

Quant aux bobines exploratrices dont nous nous sommes servi pour les mesures de flux au centre des cylindres, elles étaient très ramassées (1 à 2 mm. de large au maximum) et d'un diamètre aussi voisin que possible (moins de 1 mm. en

plus) de celui des cylindres. Nous avons du reste toujours corrigé nos mesures de la couronne d'air qui existait entre le barreau et la bobine. Dans certains cas, comme nous l'expliquerons, nous avons utilisé des bobines longues de 200 mm., dont le diamètre était le même que celui des autres.

### Résultats expérimentaux de la première série d'essais

Dans une première série d'essais, nous avons déterminé, par la méthode des inversions de champ, le lieu des sommets des cycles d'hystérésis pour chaque échantillon.

Nous avons ainsi obtenu pour toute une série de valeurs du champ extérieur  $\mathcal{H}_e$  les valeurs correspondantes du flux  $\Phi$  et par conséquent de l'induction  $\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{S}$  dans l'anneau ou dans les barreaux étudiés, qui nous permettaient de tracer pour chacun d'eux la courbe  $B = f(\mathcal{H}_e)$ .

Si on remarque que pour l'anneau, le champ extérieur  $\mathcal{H}_e$  se confond avec le champ réellement agissant  $\mathcal{H}_a$ , on voit qu'il est facile, en se rapportant aux valeurs ainsi déterminées sur anneau, de calculer pour tout autre échantillon et pour toute valeur du champ extérieur, l'intensité d'aimantation  $\mathfrak{J}$ , d'après la formule :

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{B} - \mathcal{H}_a}{4\pi}. \quad (29)$$

Il peut arriver, dans l'étude de certains échantillons complexes (par exemple dans le cas d'une poudre ferromagnétique) que, par suite de l'ignorance dans laquelle on se trouve de la forme exacte et de la répartition des éléments, on ne puisse pas trouver le champ  $\mathcal{H}_a$  réellement agissant sur ces éléments en fonction du champ extérieur  $\mathcal{H}_e$ . Les seules quantités mesurables sont alors l'induction moyenne  $\mathfrak{B}$  et le champ extérieur  $\mathcal{H}_e$  qui la produit.

Se basant uniquement sur les apparences, on peut alors être conduit à substituer, dans la formule 29, le champ exté-

rieur  $\mathcal{H}_e$  au champ réellement agissant  $\mathcal{H}_a$  que l'on ne connaît pas, en faisant abstraction du champ démagnétisant. On obtient ainsi une valeur apparente de l'intensité d'aimantation :

$$\mathfrak{J}' = \frac{\mathfrak{B} - \mathcal{H}_e}{4\pi} \quad (30)$$

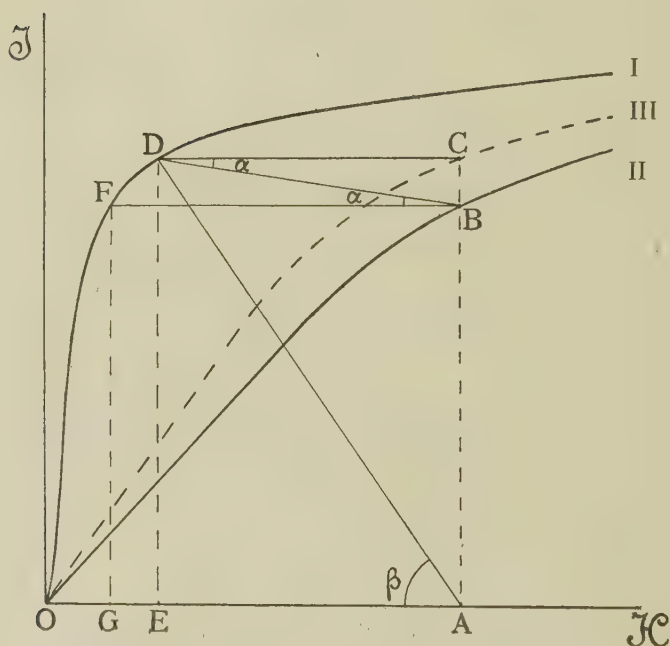


Fig. 45.

(1) Il est cependant possible, dans le cas d'échantillons complexes, de déterminer  $\mathfrak{J}$  en fonction de  $\mathfrak{J}'$ , si on a pu déterminer sur un échantillon de même substance, mais de champ démagnétisant nul (anneau plein par exemple) la courbe  $\mathfrak{J} = f(\mathcal{H})$ . Il suffit d'appliquer dans ce cas la construction ci-après indiquée par M. JANET.

Remarquons tout d'abord, que pour un même champ extérieur  $\mathcal{H}_e$ , les quantités  $\mathfrak{J}$  et  $\mathfrak{J}'$  sont reliées par la relation :

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}' + \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a}{4\pi} = \mathfrak{J}' + \frac{N_1 \mathfrak{J}}{4\pi} \quad (31)$$

Les valeurs correspondantes de  $\delta$  et de  $\delta'$  pour diverses valeurs du champ extérieur  $\mathcal{H}_e$  et pour divers échantillons, ont été rassemblées dans le tableau I et mises sous forme de courbes (fig. 46).

Nous avons défini (25) et (26) ce que l'on appelle champ démagnétisant  $\mathcal{H}_{\mathcal{N}}$  et facteur démagnétisant  $N_1$ . En se reportant à la figure 45 on voit que :

$$N_1 = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a}{\delta} = \frac{\mathcal{H}_{\mathcal{N}}}{\delta} = \frac{DC}{CA}. \quad (35)$$

Nous venons de montrer comment on a été amené à intro-

d'où :

$$\delta = \delta' \frac{4\pi}{4\pi - N_1}. \quad (32)$$

Appelons I la courbe (fig. 45)  $\delta = f(\mathcal{H})$  relevée sur l'anneau ; II la courbe  $\delta' = f(\mathcal{H})$  correspondant à un échantillon formé d'un assemblage quelconque d'éléments de même matière :

Soit  $\delta' = AB$  (pour une valeur OA du champ extérieur).

Portons  $AC = \delta$  intensité d'aimantation vraie correspondante (valeur encore inconnue). Menons par ce point C une horizontale. Elle coupe la courbe I en un point D tel que :

$$CD = EA = OA - OE = \mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a = N_1 \delta.$$

D'autre part :

$$CB = \delta - \delta' = \frac{N_1}{4\pi} \delta. \quad \text{d'après (31)}$$

Joignons DB, on a :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{CB}{CD} = \frac{1}{4\pi}. \quad (33)$$

D'où la construction :

Pour un champ extérieur donné OA on prend le point B correspondant sur la courbe II des intensités d'aimantation apparentes. On mène DB inclinée sur l'horizontale d'un angle  $\alpha$  tel que  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{4\pi}$ . On trouve ainsi le point D sur la courbe I. DE est la valeur de l'intensité vraie qu'il suffit de reporter en AC pour obtenir le point C correspondant de la courbe  $\delta = f(\mathcal{H}_e)$ . On peut ainsi construire entièrement par points pour cet échantillon, la courbe  $\delta = f(\mathcal{H}_e)$  [Courbe III, fig. 45].

Nous avons également tout ce qu'il faut pour trouver  $N_1$  puisque  $DC = EA = N_1 \delta$  et que  $CA = DE = \delta$ .

On peut encore trouver  $N_1$  géométriquement en joignant DA. On a alors :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{N_1}. \quad (34)$$

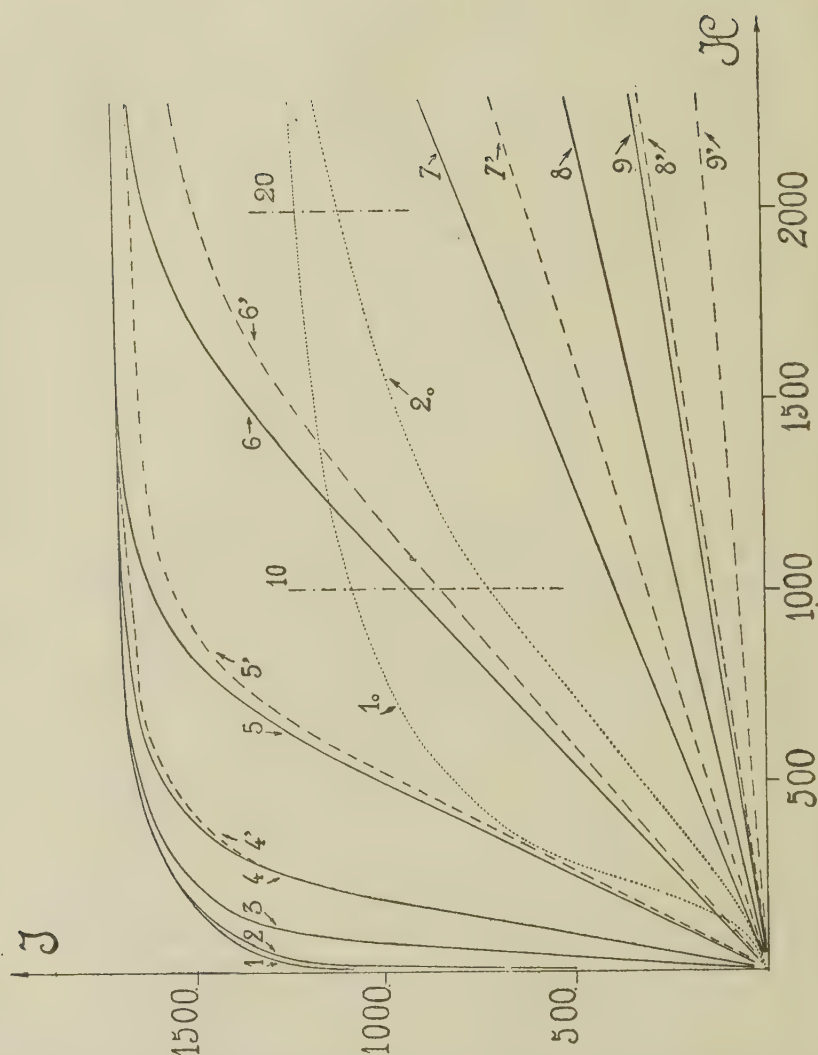


Fig. 46. — Variation des intensités d'aimantation réelle ( $\beta$ ), trait continu) et apparente ( $\beta'$ ) (traits discontinus) en fonction du champ ( $\mathcal{H}$ ) pour divers types d'échantillons.

Courbe n° 1 anneau,  $m = \infty$  ; Courbe n° 2 barreau cylindrique,  $m = 60$  ; Courbe n° 3 barreau cylindrique,  $m = 20$  ; Courbe nos 4 et 4' barreau cylindrique,  $m = 10$  ; Courbe nos 5 et 5' barreau cylindrique,  $m = 5$  ; Courbe nos 6 et 6' barreau cylindrique,  $m = 2,5$  ; Courbe nos 7 et 7' barreau cylindrique,  $m = 1$  ; Courbe nos 8 et 8' barreau cylindrique,  $m = 0,25$  ; Courbe nos 9 et 9' barreau cylindrique,  $m = 0,25$ .

Courbe,  $1_0$  même courbe que 1 avec abscisses 100 fois plus grandes.

Courbe,  $2_0$  même courbe que 2 avec abscisses 100 fois plus grandes.

TABLEAU I

Valeurs des intensités d'aimantation, réelle ( $\mathfrak{J}$ ) et apparente ( $\mathfrak{J}'$ ) pour divers types d'échantillons, en fonction du champ  $\mathcal{H}$ 

| I<br>Anneau                           |       |                              | Barreaux cylindriques de 20 millimètres de diamètre |       |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
|---------------------------------------|-------|------------------------------|-----------------------------------------------------|-------|----------------------------|---------|---------|----------------------------|----------|-------|---------------------------|---------|---------|----------------------------|---------|-------|--------------------------|-------|-------|----------------------------|-------|-------|----------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|--|
| D = 180<br>d = 160<br>h = 30<br>m = ∞ |       | 2<br>L = 1.200 m/m    m = 60 |                                                     |       | 3<br>L = 400 m/m    m = 20 |         |         | 4<br>L = 200 m/m    m = 10 |          |       | 5<br>L = 100 m/m    m = 5 |         |         | 6<br>L = 50 m/m    m = 2,5 |         |       | 7<br>L = 20 m/m    m = 1 |       |       | 8<br>L = 10 m/m    m = 0,5 |       |       | 9<br>L = 5 m/m    m = 0,25 |       |       |       |       |       |  |
| ℓ                                     | δ     | ℓ                            | δ                                                   | δ'    | ℓ                          | δ       | δ'      | ℓ                          | δ        | δ'    | ℓ                         | δ       | δ'      | ℓ                          | δ       | δ'    | ℓ                        | δ     | δ'    | ℓ                          | δ     | δ'    | ℓ                          | δ     | δ'    | ℓ     | δ     | δ'    |  |
| 0,1                                   | 2,385 | 0,2                          | 4,205                                               | 4,2   | 5                          | 71,3    | 71      | 5                          | 25,05    | 24,7  | 10                        | 19,08   | 18,32   | 10                         | 9,23    | 8,45  | 10                       | 3,72  | 2,94  | 40                         | 8,8   | 5,58  | 40                         | 5,96  | 2,79  | 40    | 5,96  | 2,79  |  |
| 0,2                                   | 5,09  | 0,4                          | 10,057                                              | 10,05 | 10                         | 143,2   | 142,5   | 10                         | 50,48    | 49,76 | 20                        | 39,84   | 38,3    | 20                         | 18,47   | 16,9  | 20                       | 7,45  | 5,89  | 80                         | 17,6  | 11,3  | 80                         | 11,9  | 5,61  | 80    | 11,9  | 5,61  |  |
| 0,3                                   | 10,35 | 0,6                          | 17,014                                              | 17,0  | 15                         | 216,05  | 215     | 15                         | 76,4     | 75,3  | 40                        | 76,35   | 73,25   | 40                         | 36,96   | 33,8  | 40                       | 14,9  | 11,75 | 100                        | 22,05 | 14,2  | 100                        | 14,9  | 6,97  | 100   | 14,9  | 6,97  |  |
| 0,4                                   | 15,2  | 0,8                          | 25,02                                               | 25,0  | 20                         | 288,4   | 287     | 20                         | 102,6    | 101,1 | 60                        | 120,7   | 116     | 60                         | 55,45   | 50,75 | 60                       | 22,3  | 17,65 | 150                        | 33,05 | 21,2  | 150                        | 22,3  | 10,9  | 150   | 22,3  | 10,9  |  |
| 0,5                                   | 21,1  | 1,0                          | 35,022                                              | 35,0  | 25                         | 358,7   | 357     | 25                         | 128,88   | 127   | 80                        | 160,28  | 154     | 80                         | 73,95   | 67,6  | 80                       | 29,8  | 24,2  | 200                        | 44,1  | 28,25 | 200                        | 29,8  | 13,95 | 200   | 29,8  | 13,95 |  |
| 0,6                                   | 27,85 | 1,25                         | 50,026                                              | 50,0  | 30                         | 431,7   | 429,5   | 30                         | 155,06   | 152,8 | 100                       | 190,88  | 193     | 100                        | 92,53   | 84,59 | 100                      | 37,3  | 29,4  | 250                        | 55,1  | 35,4  | 250                        | 37,2  | 17,4  | 250   | 37,2  | 17,4  |  |
| 0,7                                   | 33,4  | 1,50                         | 64,037                                              | 64    | 35                         | 502,6   | 500     | 35                         | 181,65   | 178   | 150                       | 302,8   | 291     | 150                        | 138,71  | 126,8 | 150                      | 56    | 44,1  | 300                        | 66,1  | 42,4  | 300                        | 44,6  | 20,9  | 300   | 44,6  | 20,9  |  |
| 0,8                                   | 40,5  | 2,0                          | 96,00                                               | 96    | 40                         | 576,9   | 574     | 40                         | 205,15   | 202,1 | 200                       | 405,78  | 390     | 200                        | 184,97  | 169,9 | 200                      | 74,6  | 58,8  | 350                        | 77,2  | 49,5  | 350                        | 52,1  | 24,4  | 350   | 52,1  | 24,4  |  |
| 0,9                                   | 48,4  | 2,5                          | 132,09                                              | 132   | 50                         | 728,6   | 725     | 45                         | 230,35   | 226,9 | 250                       | 509,75  | 480     | 250                        | 239,2   | 211,4 | 250                      | 93,3  | 73,5  | 400                        | 88,2  | 56,5  | 400                        | 59,6  | 27,9  | 400   | 59,6  | 27,9  |  |
| 1,0                                   | 56,5  | 3,0                          | 172,155                                             | 172   | 60                         | 874,3   | 870     | 50                         | 259,34   | 255,5 | 300                       | 601,8   | 578     | 300                        | 277,51  | 253,7 | 300                      | 112   | 88,3  | 450                        | 99,2  | 63,6  | 450                        | 67    | 31,4  | 450   | 67    | 31,4  |  |
| 1,1                                   | 65,5  | 3,5                          | 210,14                                              | 210   | 70                         | 1.007,8 | 1.000   | 60                         | 312,6    | 308   | 350                       | 710,7   | 683     | 350                        | 323,76  | 297,6 | 350                      | 130,5 | 103   | 500                        | 110,2 | 70,7  | 500                        | 74,4  | 34,9  | 500   | 74,4  | 34,9  |  |
| 1,2                                   | 75,7  | 4                            | 249,17                                              | 249   | 80                         | 1.130,5 | 1.125   | 80                         | 419,2    | 413   | 400                       | 811,7   | 780     | 400                        | 370,03  | 338,3 | 400                      | 149,2 | 114   | 550                        | 121   | 77,8  | 550                        | 81,8  | 38,2  | 550   | 81,8  | 38,2  |  |
| 1,5                                   | 147,8 | 4,5                          | 289,2                                               | 289   | 90                         | 1.220,5 | 1.215   | 100                        | 524,95   | 517,2 | 450                       | 912,4   | 877     | 450                        | 416,3   | 380,6 | 450                      | 168   | 132   | 600                        | 132,2 | 84,8  | 600                        | 89,3  | 41,8  | 600   | 89,3  | 41,8  |  |
| 1,75                                  | 215,5 | 5                            | 329,23                                              | 329   | 100                        | 1.270,4 | 1.265   | 125                        | 659,6    | 650,1 | 500                       | 1.016,3 | 977     | 500                        | 462,5   | 422,9 | 500                      | 186,5 | 147   | 700                        | 154,5 | 99    | 700                        | 104,2 | 48,8  | 700   | 104,2 | 48,8  |  |
| 2,0                                   | 288,5 | 6                            | 408,77                                              | 408,5 | 110                        | 1.315,1 | 1.310   | 150                        | 790,5    | 779   | 550                       | 1.117,9 | 1.075   | 550                        | 508,8   | 465,2 | 550                      | 205,5 | 162   | 800                        | 176,4 | 113   | 800                        | 119   | 55,8  | 800   | 119   | 55,8  |  |
| 2,25                                  | 360,8 | 7                            | 488,34                                              | 488   | 120                        | 1.337,2 | 1.332   | 175                        | 929,45   | 915   | 600                       | 1.208,5 | 1.160   | 600                        | 551,1   | 507,5 | 600                      | 224   | 176,5 | 900                        | 198,4 | 127,2 | 900                        | 134   | 62,8  | 900   | 134   | 62,8  |  |
| 2,50                                  | 437,5 | 8                            | 567,90                                              | 567,5 | 130                        | 1.365,2 | 1.360   | 200                        | 1.050,22 | 1.035 | 650                       | 1.280   | 1.237   | 700                        | 647,62  | 592,1 | 700                      | 261   | 206   | 1.000                      | 220,4 | 141,3 | 1.000                      | 149,1 | 69,7  | 1.000 | 149,1 | 69,7  |  |
| 2,75                                  | 511   | 9                            | 646,45                                              | 646   | 140                        | 1.390,1 | 1.385   | 225                        | 1.167,05 | 1.150 | 700                       | 1.364,5 | 1.314   | 800                        | 740,1   | 676,7 | 800                      | 298,5 | 235   | 1.100                      | 242   | 155,5 | 1.100                      | 163,6 | 76,5  | 1.100 | 163,6 | 76,5  |  |
| 3,0                                   | 572   | 10                           | 723,48                                              | 723   | 150                        | 1.405   | 1.400   | 250                        | 1.263,5  | 1.246 | 750                       | 1.426   | 1.375   | 900                        | 832,51  | 761,3 | 900                      | 336   | 266   | 1.200                      | 264,4 | 169,5 | 1.200                      | 178,6 | 83,7  | 1.200 | 178,6 | 83,7  |  |
| 3,5                                   | 664   | 11                           | 787,52                                              | 787   | 160                        | 1.424,8 | 1.420   | 300                        | 1.380,8  | 1.363 | 800                       | 1.481,5 | 1.430   | 1.000                      | 935     | 845,9 | 1.000                    | 373   | 294   | 1.300                      | 286,5 | 183,5 | 1.300                      | 193,7 | 90,7  | 1.300 | 193,7 | 90,7  |  |
| 4                                     | 724   | 12                           | 840,55                                              | 840   | 170                        | 1.436,5 | 1.432   | 350                        | 1.455,5  | 1.438 | 850                       | 1.522   | 1.470   | 1.100                      | 1.017,4 | 930,4 | 1.100                    | 410   | 323   | 1.400                      | 309   | 198   | 1.400                      | 208,4 | 97,7  | 1.400 | 208,4 | 97,7  |  |
| 4,5                                   | 775   | 13                           | 888,58                                              | 888   | 180                        | 1.454,5 | 1.450   | 400                        | 1.509,2  | 1.492 | 900                       | 1.552,2 | 1.500   | 1.200                      | 1.109,8 | 1.015 | 1.200                    | 448   | 352   | 1.500                      | 323   | 212   | 1.500                      | 223,2 | 104,5 | 1.500 | 223,2 | 104,5 |  |
| 5                                     | 817,5 | 14                           | 930,6                                               | 930   | 200                        | 1.474   | 1.470   | 450                        | 1.555,3  | 1.539 | 950                       | 1.582,2 | 1.530   | 1.300                      | 1.196   | 1.093 | 1.300                    | 486   | 382   | 1.600                      | 353   | 225   | 1.600                      | 238   | 111,6 | 1.600 | 238   | 111,6 |  |
| 6                                     | 910   | 15                           | 997,61                                              | 997   | 250                        | 1.522,5 | 1.520   | 500                        | 1.585,3  | 1.569 | 1.000                     | 1.608,3 | 1.556   | 1.400                      | 1.280   | 1.172 | 1.400                    | 522   | 412   | 1.700                      | 375   | 240   | 1.700                      | 253,3 | 118,6 | 1.700 | 253,3 | 118,6 |  |
| 7                                     | 960   | 16                           | 1.000,64                                            | 1.000 | 300                        | 1.558,5 | 1.555   | 550                        | 1.613,8  | 1.597 | 1.100                     | 1.648,8 | 1.596   | 1.500                      | 1.361   | 1.246 | 1.500                    | 560   | 442   | 1.800                      | 397   | 254,5 | 1.800                      | 268   | 125,6 | 1.800 | 268   | 125,6 |  |
| 8                                     | 1.008 | 17                           | 1.031,66                                            | 1.031 | 350                        | 1.593,8 | 1.590   | 600                        | 1.632,8  | 1.616 | 1.200                     | 1.666,5 | 1.614   | 1.600                      | 1.432   | 1.313 | 1.600                    | 597   | 470   | 1.900                      | 418   | 268,5 | 1.900                      | 283,2 | 132,6 | 1.900 | 283,2 | 132,6 |  |
| 9                                     | 1.050 | 18                           | 1.057,7                                             | 1.057 | 400                        | 1.613,8 | 1.610   | 700                        | 1.657,2  | 1.640 | 1.300                     | 1.679,2 | 1.627   | 1.700                      | 1.519   | 1.397 | 1.700                    | 634   | 500   | 2.000                      | 443   | 282   | 2.000                      | 298   | 139,5 | 2.000 | 298   | 139,5 |  |
| 10                                    | 1.085 | 20                           | 1.104,75                                            | 1.104 | 450                        | 1.631,1 | 1.627   | 800                        | 1.670    | 1.652 | 1.400                     | 1.687,5 | 1.635   | 1.800                      | 1.495   | 1.374 | 1.800                    | 672   | 530   | 2.100                      | 478   | 300   | 2.100                      | 314   | 145,6 | 2.100 | 314   | 145,6 |  |
| 12                                    | 1.135 | 22                           | 1.144,77                                            | 1.144 | 500                        | 1.649,4 | 1.645   | 900                        | 1.679    | 1.660 | 1.500                     | 1.695,5 | 1.643   | 1.900                      | 1.519   | 1.397 | 1.900                    | 708   | 559   | 2.200                      | 497   | 314   | 2.200                      | 329   | 151,6 | 2.200 | 329   | 151,6 |  |
| 14                                    | 1.180 | 24                           | 1.177,78                                            | 1.177 | 600                        | 1.671,8 | 1.667   | 1.000                      | 1.687    | 1.668 | 1.600                     | 1.698,8 | 1.647   | 2.000                      | 1.542   | 1.418 | 2.000                    | 746   | 588   | 2.300                      | 512   | 329   | 2.300                      | 344   | 161,6 | 2.300 | 344   | 161,6 |  |
| 16                                    | 1.190 | 26                           | 1.196,79                                            | 1.196 | 700                        | 1.681,5 | 1.678   | 1.100                      | 1.695    | 1.678 | 1.700                     | 1.700,6 | 1.652   | 2.100                      | 1.555   | 1.437 | 2.100                    | 783   | 617   | 2.400                      | 531   | 344   | 2.400                      | 359   | 171,6 | 2.400 | 359   | 171,6 |  |
| 18                                    | 1.208 | 28                           | 1.209,8                                             | 1.209 | 800                        | 1.689   | 1.689   | 1.200                      | 1.698    | 1.682 | 1.800                     | 1.701,2 | 1.655   | 2.200                      | 1.580   | 1.455 | 2.200                    | 812   | 637   | 2.500                      | 550   | 359   | 2.500                      | 374   | 181,6 | 2.500 | 374   | 181,6 |  |
| 20                                    | 1.218 | 30                           | 1.222,8                                             | 1.222 | 900                        | 1.695,5 | 1.695,5 | 1.300                      | 1.699    | 1.687 | 1.900                     | 1.701,6 | 1.657   | 2.300                      | 1.598   | 1.468 | 2.300                    | 841   | 657   | 2.600                      | 569   | 374   | 2.600                      | 389   | 191,6 | 2.600 | 389   | 191,6 |  |
| 25                                    | 1.245 | 40                           | 1.268,9                                             | 1.268 | 1.000                      | 1.699   | 1.699   | 1.400                      | 1.701    | 1.693 | 2.000                     | 1.702   | 1.662,5 | 2.400                      | 1.615   | 1.484 | 2.400                    | 880   | 687   | 2.700                      | 588   | 399   | 2.700                      | 409   | 201,6 | 2.700 | 409   | 201,6 |  |
| 30                                    | 1.270 | 50                           | 1.300,9                                             | 1.300 | 1.100                      | 1.700,6 | 1.700,6 | 1.500                      | 1.701    | 1.697 | 2.100                     | 1.701,8 | 1.666   | 2.500                      | 1.630   | 1.497 | 2.500                    | 919   | 707   | 2.800                      | 607   | 419   | 2.800                      | 429   | 211,6 | 2.800 | 429   | 211,6 |  |
| 40                                    | 1.300 | 60                           | 1.326,95                                            | 1.325 | 1.200                      | 1.701   | 1.701   | 1.600                      | 1.701    | 1.701 | 2.200                     | 1.702   | 1.668   | 2.600                      | 1.630   | 1.497 | 2.600                    | 958   | 727   | 2.900                      | 627   | 439   | 2.900                      | 449   | 221,6 | 2.900 | 449   | 221,6 |  |
| 50                                    | 1.332 | 70                           | 1.350,95                                            | 1.350 | 1.300                      | 1.701   | 1.701   | 1.700                      | 1.701    | 1.701 | 2.300                     | 1.702   | 1.668   | 2.700                      | 1.630   | 1.497 | 2.700                    | 997   | 747   | 3.000                      | 647   | 459   | 3.000                      | 469   | 231,6 | 3.000 | 469   | 231,6 |  |
| 60                                    | 1.355 | 80                           | 1.368,2                                             | 1.367 | 1.400                      | 1.701,5 | 1.701,5 | 1.800                      | 1.702    | 1.702 | 2.400                     | 1.702   | 1.668   | 2.800                      | 1.630   | 1.497 | 2.800                    | 1.036 | 767   | 3.100                      | 667   | 479   | 3.100                      | 489   | 241,6 | 3.100 | 489   | 241,6 |  |
| 70                                    | 1.373 | 100                          | 1.399,2                                             | 1.398 | 1.500                      | 1.702   | 1.702   | 1.900                      | 1.702    | 1.702 | 2.500                     | 1.702   | 1.668   | 2.900                      | 1.630   | 1.497 | 2.900                    | 1.075 | 787   | 3.200                      | 687   | 499   | 3.200                      | 509   | 251,6 | 3.200 | 509   | 251,6 |  |
| 80                                    | 1.397 | 120                          | 1.425,3                                             | 1.424 | 1.600                      | 1.702,5 | 1.702,5 | 2.000                      | 1.702    | 1.702 | 2.600                     | 1.702   | 1.668   | 3.000                      | 1.630   | 1.497 | 3.000                    | 1.114 | 807   | 3.300                      | 707   | 519   | 3.300                      | 529   | 261,6 | 3.300 | 529   | 261,6 |  |
| 100                                   | 1.421 | 140                          | 1.451,3                                             | 1.450 | 1.700                      | 1.702   | 1.702   | 2.100                      | 1.702    | 1.702 | 2.700                     | 1.702   | 1.668   | 3.100                      | 1.630   | 1.497 | 3.100                    | 1.153 | 827   | 3.400                      | 727   | 539   | 3.400                      | 549   | 271,6 | 3.400 | 549   | 271,6 |  |
| 120                                   | 1.442 | 160                          | 1.474,1                                             | 1.473 |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
| 140                                   | 1.466 | 180                          | 1.497,1                                             | 1.497 |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
| 160                                   | 1.485 | 200                          | 1.513,1                                             | 1.513 |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
| 180                                   | 1.504 | 250                          | 1.556,1                                             | 1.556 |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
| 200                                   | 1.520 | 300                          | 1.586,1                                             | 1.586 |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |
|                                       |       |                              |                                                     |       |                            |         |         |                            |          |       |                           |         |         |                            |         |       |                          |       |       |                            |       |       |                            |       |       |       |       |       |  |



duire la notion d'intensité d'aimantation apparente  $\mathfrak{J}'$  et son rapport avec l'intensité d'aimantation réelle  $\mathfrak{J}$ . Si, se trouvant dans l'impossibilité de déterminer  $\mathfrak{J}$  on lui substitue  $\mathfrak{J}'$  dans la formule 35, on obtient un nouveau coefficient :

$$N_2 = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a}{\mathfrak{J}'} = \frac{DC}{BA}. \quad (36)$$

Ce coefficient est relié à  $N_1$  par la relation :

$$N_2 = \frac{4\pi N_1}{4\pi - N_1}. \quad (37)$$

On voit en particulier qu'il s'annule avec  $N_1$  et tend vers l'infini quand  $N_1$  tend vers  $4\pi$ .

Enfin il est facile de voir (fig. 45) que la quantité BF que nous appellerons *champ démagnétisant apparent*, joue, par rapport à l'intensité d'aimantation apparente AB, le même rôle que le champ démagnétisant réel CD par rapport à l'intensité d'aimantation réelle AC. D'où un nouveau coefficient  $N_3$  que l'on peut écrire, en posant  $OG = \mathcal{H}'_a$  :

$$N_3 = \frac{FB}{AB} = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}'_a}{\mathfrak{J}}. \quad (38)$$

On ne peut trouver de relation numérique simple reliant  $N_3$  à  $N_1$  ou à  $N_2$  ; mais on peut facilement calculer  $N_3$  aussi bien que  $N_2$  ou  $N_1$  quand on connaît les trois courbes I, II et III de la figure 45.

Nous avons effectué ce calcul pour les différents cylindres et nous en avons rassemblé les résultats dans le tableau II.

Il est facile de voir d'après les figures 45 et 47 que, si  $N_2$  peut être notablement différent de  $N_1$ , les deux quantités  $N_2$  et  $N_3$  au contraire restent extrêmement voisines tant que  $\mathfrak{J}$  ou  $\mathfrak{J}'$  ont des valeurs inférieures à 1000. En effet la courbe I est alors tellement rapidement ascendante que  $\mathcal{H}'_a$  diffère toujours assez peu de  $\mathcal{H}_a$  alors même que  $\mathfrak{J}$  s'écarte notablement de  $\mathfrak{J}'$ . En particulier quand  $N_2$  tend vers l'infini  $\mathfrak{J}'$  tend vers zéro.  $\mathcal{H}'_a$  tend vers  $\mathcal{H}_a$  et par conséquent  $N_3$  tend (comme  $N_2$ ) vers

l'infini. Les divergences entre  $N_2$  et  $N_3$  se manifestent pour les valeurs élevées de l'intensité d'aimantation. Alors que  $N_3$  passe par un maximum très accentué avant de s'annuler lorsqu'on arrive à la saturation, le maximum de  $N_2$  n'atteint qu'une valeur beaucoup plus faible ou même n'existe pas du tout.

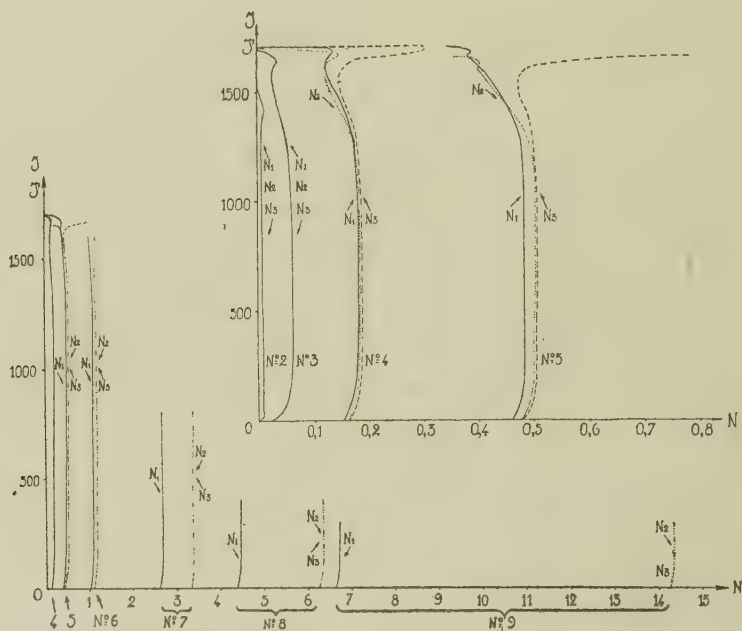


Fig. 47.— Variation des coefficients démagnétisants  $N_1$ ,  $N_2$ , et  $N_3$  en fonction de l'intensité d'aimantation réelle  $J$  ou de l'intensité apparente  $J'$ .

|                           |          |                           |            |
|---------------------------|----------|---------------------------|------------|
| N° 2 Barreau cylindrique. | $m = 60$ | N° 6 Barreau cylindrique. | $m = 2,5$  |
| N° 3 » »                  | $m = 20$ | N° 7 » »                  | $m = 1$    |
| N° 4 » »                  | $m = 10$ | N° 8 » »                  | $m = 0,5$  |
| N° 5 » »                  | $m = 5$  | N° 9 » »                  | $m = 0,20$ |

Toutefois la région importante de ces courbes étant celle dans laquelle le coefficient reste sensiblement constant, on peut sans grand inconvénient, en première approximation, prendre indistinctement  $N_2$  ou  $N_3$  pour définir le coefficient démagnétisant apparent.





Les chiffres relevés sur notre tableau II mis en courbes (fig. 47) montrent que, conformément aux études de Mann [50], Benedicks [69] et Schuddemagen [110], le facteur démagnétisant n'est sensiblement constant qu'entre  $\delta = 300$  et  $\delta = 800$ , au-dessous de  $\delta = 300$ , ce coefficient croît légèrement avec  $\delta$ .

En outre, ce coefficient tend vers zéro lorsque  $\delta$  atteint la saturation. Mais la décroissance de ce coefficient n'est pas toujours bien régulière. Après avoir commencé par diminuer pour des valeurs de  $\delta$  voisines de 800, il augmente parfois, et passe par un maximum avant de s'annuler définitivement.

Les anomalies de  $N_2$  ont une allure assez analogue à celles de  $N_1$ ; mais celles de  $N_3$  s'en écartent notablement. Avant de s'annuler, ce coefficient présente un maximum notablement plus accentué que celui des deux premiers.

Nous signalons les irrégularités des coefficients apparents  $N_2$  et  $N_3$  sans y insister parce que l'introduction de ces coefficients est un peu artificielle, et que nous ne ferons intervenir dans ce qui suivra que leurs valeurs relevées dans la région où ils restent sensiblement constants.

Quant aux valeurs de  $N_1$  il y a lieu de remarquer qu'elles ont été relevées sur des cylindres et non sur des ellipsoïdes; mais on peut se rendre compte facilement que la plus grande partie des fluctuations de ce facteur (et particulièrement celles qui ont été notées dans la zone des faibles intensités d'aimantation) sont dues au phénomène d'hystérésis et disparaîtraient si le champ démagnétisant était déterminé d'après les courbes anhystérétiques.

Nous avons également cherché si on ne pourrait trouver un mode de représentation plus parlant, mettant bien en évidence l'influence de ce champ démagnétisant. Etant donnée l'allure générale des courbes  $\delta'$  de la figure 46, il semble qu'il devrait suffire de multiplier les abscisses de chacune d'elles par un facteur approprié, pour les faire se superposer. C'est ce que nous avons cherché à réaliser figure 48.

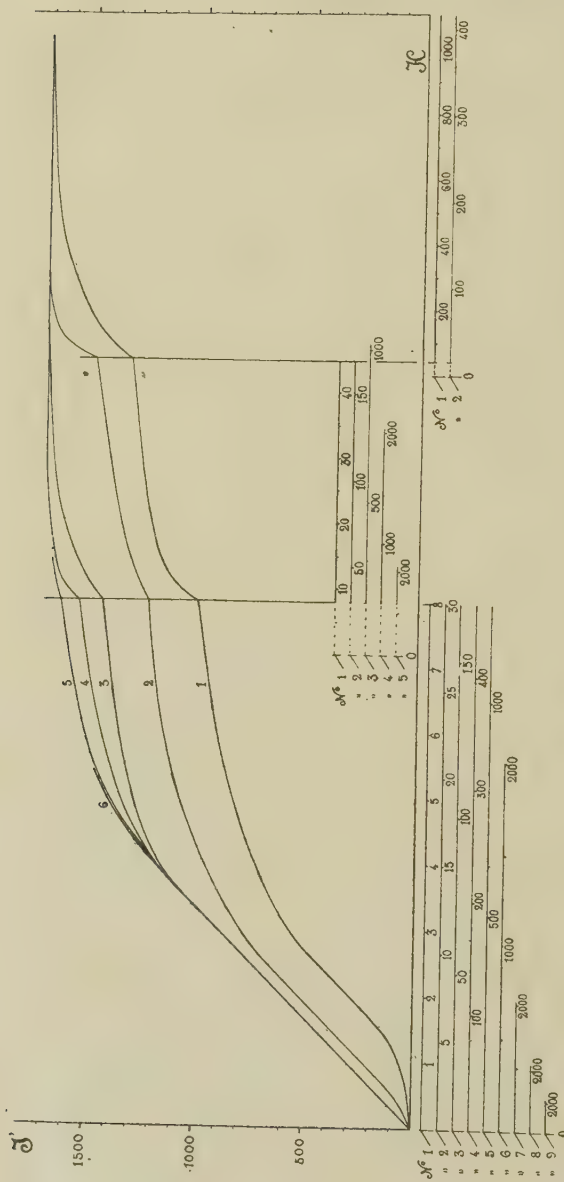


Fig. 48. — Variation de l'intensité d'aimantation apparente  $J'$  en fonction du champ  $H$  pour divers types d'échantillons. (L'échelle des champs a été réglée, pour chaque échantillon de manière à ce que la partie rectiligne des courbes coïncide ou tout au moins soit parallèle à une même droite passant par l'origine. — Deux changements d'échelle ont été effectués pour réduire l'encombrement des courbes; mais la proportionnalité des différentes échelles a été conservée).

N° 1 Anneau,  $m = \infty$ ; N° 2 barreau cylindrique,  $m = 60$ ; N° 3 barreau cylindrique,  $m = 20$ ; N° 4 barreau cylindrique,  $m = 10$ ; N° 5 barreau cylindrique,  $m = 2,5$ ; N° 6 barreau cylindrique,  $m = 1$ ; N° 7 barreau cylindrique,  $m = 0,5$ ; N° 8 barreau cylindrique,  $m = 0,25$ .

On voit tout d'abord que, pour les courbes correspondant à des barreaux pour lesquels  $m = \frac{L}{D}$  est égal ou inférieur à 20, il n'y a aucune hésitation sur le choix du coefficient à adopter. En effet, ces courbes présentent une longue partie rectiligne pour les intensités d'aimantation comprises entre 0 et 1.000, le coefficient doit être évidemment choisi, de manière à faire coïncider ces régions rectilignes. Pour le barreau ayant  $m = 60$  et pour l'anneau  $m = \infty$ , les choses ne sont pas aussi simples. La courbe  $\beta = f(\mathcal{H})$  ne débute pas en effet comme les autres par une longue partie rectiligne. Pour les champs très faibles, on a tout d'abord une partie qui s'incurve progressivement vers le haut pour se raccorder avec une seconde portion, rectiligne avant de prendre une courbure en sens inverse de la première.

Nous avons simplement cherché pour ces courbes le coefficient par lequel on devait multiplier leurs abscisses, pour que la partie rectiligne (qui n'est, si on le veut, qu'un point d'inflexion très allongé) soit parallèle aux régions rectilignes des autres courbes.

Le prolongement de cette partie droite pour les deux courbes envisagées ne passe pas par l'origine et coupe au contraire l'axe des champs  $\mathcal{H}$  en un point dont la valeur est assez voisine de celle de la force coercitive (voir fig. 48). Si on voulait arriver à la superposition des parties rectilignes, il faudrait en outre opérer un déplacement d'origine sur l'axe des champs, d'une quantité sensiblement égale à celle du champ coercitif <sup>(1)</sup>.

La partie rectiligne étant terminée, toutes les courbes se séparent pour se rejoindre de nouveau à la saturation.

(1) Nous obtiendrions ainsi un résultat analogue à celui auquel était arrivé BENEDICKS [69] en calculant le champ démagnétisant non pas d'après les courbes, lieu des sommets des cycles d'hystérésis, mais au moyen des branches inférieures des cycles d'hystérésis et en plaçant l'origine au point de rencontre de ces courbes, qui a précisément une abscisse égale au champ coercitif.

Ce mode de représentation montre bien qu'il n'existe pas à proprement parler d'état correspondant pour les différents cylindres ; mais il laisse entrevoir une forme limite vers laquelle semblent tendre ces courbes lorsque le rapport  $m = \frac{L}{D}$  devient très petit. Cette forme limite débiterait par une partie sensiblement rectiligne, passant par l'origine, puis s'infléchirait pour atteindre asymptotiquement une valeur limite des ordonnées (saturation). Cette forme est bien analogue à celle qui a été trouvée par Langevin pour les paramagnétiques.

Le calcul de la susceptibilité apparente  $\frac{\chi'}{\mathcal{H}}$  dans la partie rectiligne de chaque courbe (région dans laquelle elle est maximum) et qui, de plus, se confond pour les cylindres courts avec la susceptibilité initiale apparente, donne les résultats ci-après :

| N° de l'échantillon | $m = \frac{L}{D}$ | Susceptibilité<br>apparente maxima |
|---------------------|-------------------|------------------------------------|
| 1                   | $\infty$          | 300                                |
| 2                   | 60                | 78,7                               |
| 3                   | 20                | 14,5                               |
| 4                   | 10                | 5,175                              |
| 5                   | 5                 | 1,954                              |
| 6                   | 2,5               | 0,846                              |
| 7                   | 1                 | 0,294                              |
| 8                   | 0,5               | 0,141                              |
| 9                   | 0,25              | 0,070                              |

Portons ces susceptibilités en ordonnées, et les valeurs de  $m$  en abscisses. En reliant les points ainsi déterminés, nous obtenons une courbe représentée figure 49<sup>(1)</sup>. On remar-

(1) Dans les régions où nous n'avions pas assez de résultats pour tracer correctement cette courbe, nous nous sommes guidé sur les résultats de DU BOIS [44], MANN [50] et SCHUDDMAGEN [110].

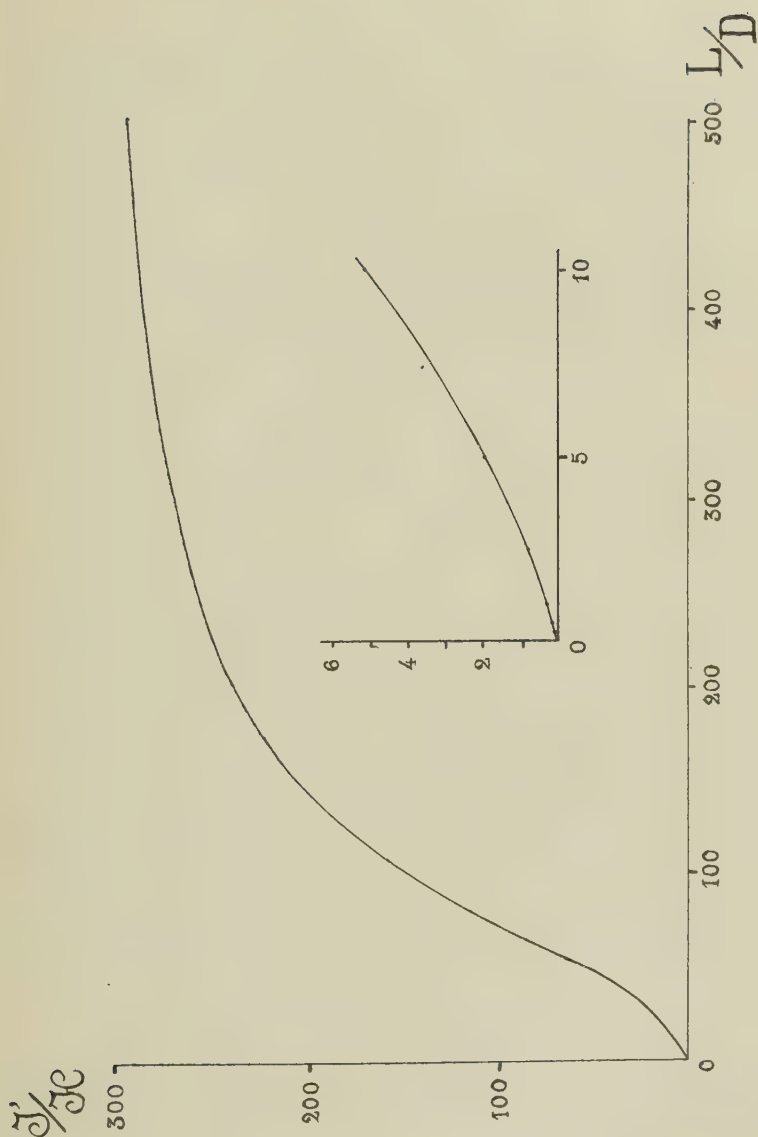


Fig. 49. — Valeurs de la susceptibilité apparente maxima  $\frac{\chi'}{K}$  pour des cylindres d'acier doux de 20 m/m de diamètre et de longueur différente, en fonction de  $m = \frac{L}{D}$ .

que immédiatement que cette courbe a l'allure d'une courbe de perméabilité et que la susceptibilité tend vers zéro quand  $m$  tend aussi vers zéro. Il sera donc toujours possible de trouver une valeur de  $m$  (et par conséquent une forme d'échantillon) pour laquelle cette susceptibilité initiale apparente sera aussi faible que l'on voudra, surtout si l'on tient compte de cette remarque de Schuddemagen, que pour une même valeur de  $m$  le champ démagnétisant est d'autant plus grand que le diamètre du cylindre est plus petit.

Nous voici donc en présence de deux faits importants :

1° Les courbes  $\delta' = f(\mathcal{H})$  relevées sur des cylindres ferromagnétiques prennent l'allure des courbes correspondantes relevées sur des paramagnétiques, lorsque le rapport  $m = \frac{L}{D}$  devient suffisamment petit.

2° La susceptibilité initiale apparente d'un cylindre ferromagnétique à champ démagnétisant notable est d'autant plus faible que  $m$  est plus petit. Elle tend vers zéro, en même temps que  $m$ . Il est donc toujours possible de trouver une valeur de  $m$  pour laquelle la susceptibilité apparente du cylindre sera de l'ordre de  $\frac{1}{10^4}$  ou même  $\frac{1}{10^6}$ , c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des susceptibilités paramagnétiques.

*Ces deux propositions montrent une analogie possible entre les propriétés des cylindres courts et celles des paramagnétiques. Il nous a donc paru intéressant de poursuivre dans cette voie, et c'est pourquoi nous avons entrepris les expériences que nous allons rapporter maintenant.*

---

## DEUXIÈME PARTIE

### INFLUENCE DU CHAMP DÉMAGNÉTISANT SUR L'AIMANTATION D'UNE LONGUE FILE DE CYLINDRES FERROMAGNÉTIQUES COURTS SÉPARÉS LES UNS DES AUTRES PAR DES ENTREFERES ÉGAUX.

Benedicks [143] avait montré que, si on étudie l'intensité d'aimantation de différents mélanges composés de grains fins (ou de fines limailles) <sup>(1)</sup>, de matériaux ferromagnétiques (I) et non magnétiques (II), on constate que cette intensité se modifie de I à II, non pas, comme on pourrait s'y attendre, suivant la droite AB (fig. 50), mais bien suivant une courbe du genre de ACB.

Rapprochant l'allure de cette courbe de celle des variations de l'intensité d'aimantation du fer au point  $A_3$ , il en conclut que, si I représente du fer  $\alpha$  et II du fer  $\beta$ , dont les proportions dépendent de la température, la diminution brusque de l'intensité d'aimantation se produira à une température bien inférieure à  $A_3$ , qui correspondrait au point B de la figure 50, c'est-à-dire au point où tout le fer  $\alpha$  aurait disparu pour faire place au fer  $\beta$ .

*Dispositif expérimental.* — Sans préjuger de l'interprétation possible de cette expérience, connaissant les assimilations possibles entre les cylindres courts et les paramagnétiques, il nous était facile de la perfectionner.

Nous avons donc pris 120 cylindres ayant chacun 20 mm. de diamètre et 10 mm. de longueur. La nature et le traite-

(1) De très importantes études sur les propriétés magnétiques des poudres de fer ou d'acier ont été faites aussi par BORNSTEIN [21], TÖPLER et ETTINGSHAUSER, AUERBACK [24], CH. MAURAIN [76], TRENKLE [82], K. HONDA [156], BENEDICKS [143].

ment de ces cylindres ont déjà été indiqués plus haut (page 57).

Après avoir juxtaposé ces 120 cylindres, sans aucune interposition entre eux, dans le secteur échancré de la barre de bois, dont nous avons précédemment parlé (voir fig. 41), de manière à réaliser avec leur ensemble un cylindre d'acier de 20 mm. de diamètre et de 1 m. 200 de longueur, nous introduisons la barre ainsi préparée dans le grand solénoïde fig. 43. Nous avons encore eu soin de placer au préalable la bobine d'épreuve à l'endroit convenable pour les mesures à effectuer.

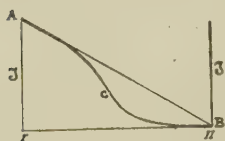


Fig. 50. — Variation d'intensité d'aimantation  $J$  de différents mélanges de poudres de matières ferro-magnétiques (I) et paramagnétiques (II) [BENEDICKS].

Bien qu'il semble que les entrefers existant entre les cylindres ainsi juxtaposés doivent être nuls, il n'en est pas ainsi pratiquement. Il subsiste toujours de petits sillons entre les passes de l'outil et, malgré toutes les précautions, le plaquage des surfaces planes des différents cylindres n'est pas absolument parfait. Nous avons cherché à évaluer la valeur moyenne des

entrefers ainsi obtenus, en comparant en particulier la densité apparente d'un cylindre formé d'un certain nombre d'éléments de 10 mm. à la densité réelle de l'acier étudié. Il ressort de nos essais que l'on peut attribuer sans trop d'erreur à chacun de ces entrefers la valeur moyennée de 0 mm. 065.

Nous avons ensuite réalisé (en interposant entre ces 120 cylindres des rondelles de papier, des rondelles de carton ou des rondelles de bois), les entrefers suivants : 0 mm. 27 ; 1 mm. 2 ; 2 mm. 6 ; 5 mm.

Avec chaque valeur d'entrefer (E), nous avons effectué trois séries de mesures. Dans la première série, nous avons utilisé une bobine exploratrice aussi ramassée que possible, qui a été placée au milieu d'un cylindre situé lui-même à égale

Intensité d'aimantation apparente en fonction du champ  $\mathcal{H}$  pour divers empilages de 120 cylindres ( $D = 20$  m/m,  $h = 40$  m/m) en acier extra-doux ( $C = 0,43$  0/0) séparés les uns des autres par des entrefers égaux

$\delta_1'$  = Intensité d'aimantation déterminée au moyen d'une bobine exploratrice très étroite disposée au milieu d'un cylindre dans la région médiane de la file.

$\delta_2'$  = Intensité d'aimantation déterminée au moyen d'une bobine exploratrice très étroite disposée au milieu d'un entrefer séparant 2 cylindres dans la région médiane de la file.

$\delta_3'm$  = Intensité d'aimantation moyenne déterminée au moyen d'une bobine exploratrice de 200 m/m de longueur placée dans la région médiane de la file.

| $\mathcal{H}$ | Entrefers de 0 m/m 065 |              |             | Entrefers de 0 m/m 27 |              |             | Entrefers de 1 m/m 2 |              |             | Entrefers de 2 m/m 6 |              |             | Entrefers de 5 m/m |              |             |
|---------------|------------------------|--------------|-------------|-----------------------|--------------|-------------|----------------------|--------------|-------------|----------------------|--------------|-------------|--------------------|--------------|-------------|
|               | $\delta_1'$            | $\delta_3'm$ | $\delta_2'$ | $\delta_1'$           | $\delta_3'm$ | $\delta_2'$ | $\delta_1'$          | $\delta_3'm$ | $\delta_2'$ | $\delta_1'$          | $\delta_3'm$ | $\delta_2'$ | $\delta_1'$        | $\delta_3'm$ | $\delta_2'$ |
| 20            | 450                    | 448          | 445         | 74                    | 72           | 70          | 18                   | 16           | 15          | 10                   | 9            | 8           |                    |              |             |
| 40            | 835                    | 833          | 830         | 150                   | 147          | 141         | 35                   | 32           | 30          | 18                   | 17           | 15          |                    |              |             |
| 60            | 1.160                  | 1.158        | 1.154       | 243                   | 236          | 233         | 52                   | 50           | 48          | 28                   | 26           | 22          |                    |              |             |
| 100           | 1.300                  | 1.296        | 1.290       | 414                   | 407          | 396         | 87                   | 83           | 80          | 46                   | 42           | 37          |                    |              |             |
| 150           | 1.384                  | 1.380        | 1.372       | 627                   | 611          | 591         | 133                  | 125          | 121         | 69                   | 64           | 56          |                    |              | 19          |
| 200           | 1.440                  | 1.435        | 1.426       | 829                   | 807          | 780         | 174                  | 166          | 161         | 92                   | 86           | 75          |                    |              | 36          |
| 300           | 1.524                  | 1.519        | 1.506       | 1.170                 | 1.149        | 1.120       | 264                  | 249          | 240         | 140                  | 130          | 118         |                    |              | 55          |
| 400           | 1.580                  | 1.576        | 1.568       | 1.332                 | 1.321        | 1.304       | 351                  | 330          | 318         | 184                  | 171          | 147         |                    |              | 75          |
| 500           | 1.620                  | 1.615        | 1.604       | 1.433                 | 1.420        | 1.407       | 441                  | 422          | 406         | 229                  | 212          | 186         |                    |              | 90          |
| 600           | 1.644                  | 1.639        | 1.630       | 1.487                 | 1.479        | 1.470       | 535                  | 503          | 480         | 276                  | 258          | 225         |                    |              | 114         |
| 700           | 1.653                  | 1.647        | 1.638       | 1.532                 | 1.523        | 1.512       | 622                  | 588          | 560         | 344                  | 301          | 265         |                    |              | 129         |
| 800           | 1.662                  | 1.658        | 1.648       | 1.569                 | 1.559        | 1.546       | 705                  | 672          | 645         | 369                  | 340          | 302         |                    |              | 150         |
| 900           | 1.669                  | 1.665        | 1.658       | 1.588                 | 1.579        | 1.567       | 795                  | 755          | 720         | 468                  | 385          | 339         |                    |              | 165         |
| 1.000         | 1.676                  | 1.671        | 1.663       | 1.605                 | 1.597        | 1.585       | 888                  | 840          | 771         | 462                  | 432          | 377         |                    |              | 180         |
| 1.100         | 1.679                  | 1.674        | 1.666       | 1.615                 | 1.607        | 1.594       | 978                  | 924          | 882         | 508                  | 475          | 414         |                    |              | 196         |
| 1.200         | 1.682                  | 1.678        | 1.669       | 1.620                 | 1.613        | 1.601       | 1.065                | 1.010        | 960         | 556                  | 520          | 451         |                    |              | 217         |
| 1.300         | 1.684                  | 1.680        | 1.672       | 1.625                 | 1.618        | 1.606       | 1.146                | 1.100        | 1.041       | 602                  | 568          | 493         |                    |              | 236         |
| 1.400         | 1.686                  | 1.682        | 1.678       | 1.630                 | 1.622        | 1.610       | 1.221                | 1.176        | 1.115       | 650                  | 600          | 530         |                    |              | 255         |
| 1.500         | 1.689                  | 1.685        | 1.679       | 1.635                 | 1.627        | 1.614       | 1.289                | 1.238        | 1.179       | 696                  | 641          | 570         |                    |              | 270         |
| 1.600         | 1.691                  | 1.687        | 1.682       | 1.639                 | 1.632        | 1.619       | 1.335                | 1.284        | 1.227       | 745                  | 690          | 606         |                    |              | 288         |
| 1.700         | 1.693                  | 1.689        | 1.685       | 1.645                 | 1.636        | 1.622       | 1.368                | 1.318        | 1.260       | 791                  | 732          | 642         |                    |              | 306         |
| 1.800         | 1.695                  | 1.691        | 1.687       | 1.651                 | 1.642        | 1.626       | 1.395                | 1.347        | 1.290       | 837                  | 774          | 678         |                    |              | 321         |
| 1.900         | 1.696                  | 1.691,5      | 1.688       | 1.654                 | 1.646        | 1.630       | 1.414                | 1.374        | 1.316       | 884                  | 819          | 714         |                    |              | 340         |
| 2.000         | 1.696,5                | 1.692        | 1.688,5     | 1.659                 | 1.652        | 1.636       |                      |              |             | 930                  | 861          | 751         |                    |              | 357         |

distance des extrémités de la file (détermination de  $\mathcal{B}'_1$ ) ; dans la deuxième série, la même bobine était placée au milieu de l'entrefer séparant ce même cylindre du cylindre voisin (détermination de  $\mathcal{B}'_2$ ). Enfin, dans la troisième série, nous utilisons une bobine exploratrice ayant, comme la précédente, un diamètre aussi voisin que possible de celui des cylindres ; mais dont la longueur était de 20 cm., de manière à mesurer le flux moyen de l'ensemble (cylindres et entrefers), toujours dans la région centrale de la file (détermination de  $\mathcal{B}'_m$ )

### RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DE LA 2<sup>e</sup> PARTIE

Le tableau III ci-après, et les courbes de la figure 51, résument les résultats ainsi obtenus.

Ce que nous mesurons, ce sont des flux. Nous en tirons les valeurs de l'induction moyenne qui règne sous la bobine d'épreuve ; mais par suite de l'action mutuelle des différents cylindres les uns sur les autres, nous ne connaissons pas le champ  $\mathcal{H}_a$  réellement agissant sur l'un d'eux. Nous sommes ainsi conduits à calculer l'intensité d'aimantation apparente  $\frac{\mathcal{B} - \mathcal{H}_e}{4\pi}$ . Ce sont donc les valeurs apparentes de l'intensité d'aimantation que nous avons rassemblées dans le tableau III et dans les courbes de la figure 51.

Voyons maintenant ce que donnent ces résultats, en relevant, sur toutes les courbes des valeurs moyennes  $\mathcal{B}'_m$  de la figure précédente, pour différentes valeurs du champ (250 ; 500 ; 750 ; et 1.000 gauss), les valeurs correspondantes des intensités d'aimantation, et construisant avec ces résultats, pour chaque valeur du champ choisi, une courbe  $\mathcal{B}' = f(E)$ , nous obtenons ainsi une nouvelle familles de courbes (fig. 52).

Ces courbes ont l'allure générale des courbes de Benedicks (fig. 50) ; mais elles sont encore bien plus caractéristiques.

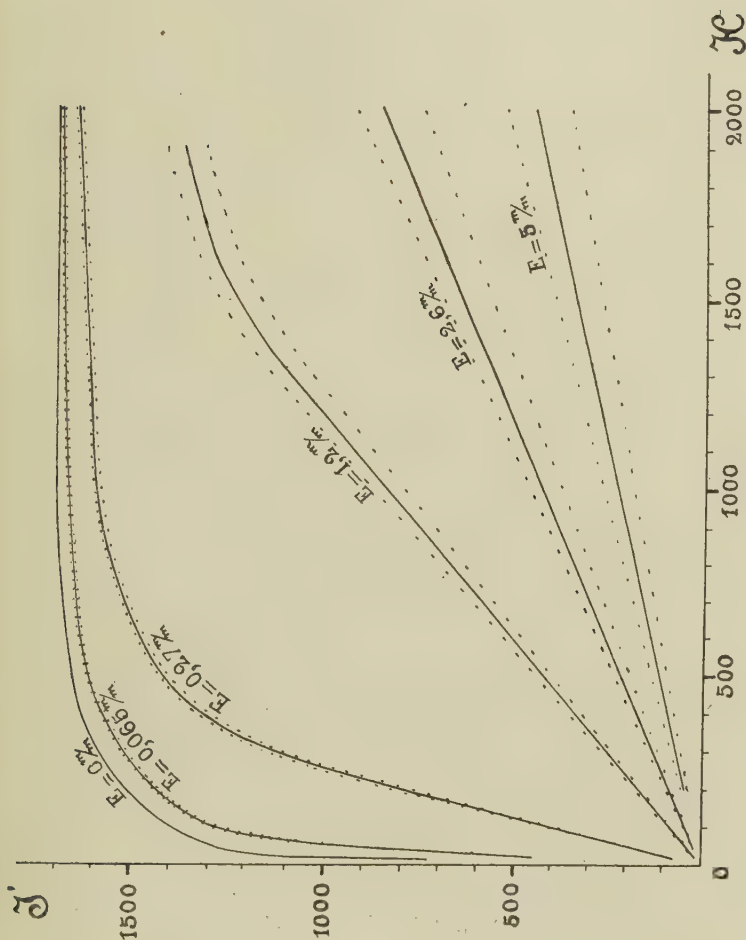


Fig. 51. — Variation de l'intensité d'aimantation apparente  $J'$  en fonction du champ  $H$  pour des fils de 120 cylindres d'acier à 0,13 o/o de carbone ayant chacun 20 m/m de diamètre et 10 m/m de hauteur.

Courbes en traits pleins : intensité d'aimantation apparente moyenne  $J'_m$  de la file.

Courbes en traits pointillés. Intensités d'aimantation  $J'_1$  apparentes au milieu d'un cylindre (courbes supérieures à celles en traits pleins) et intensités d'aimantation apparentes  $J'_2$  au milieu d'un entrefer (courbes inférieures à celles en traits pleins).

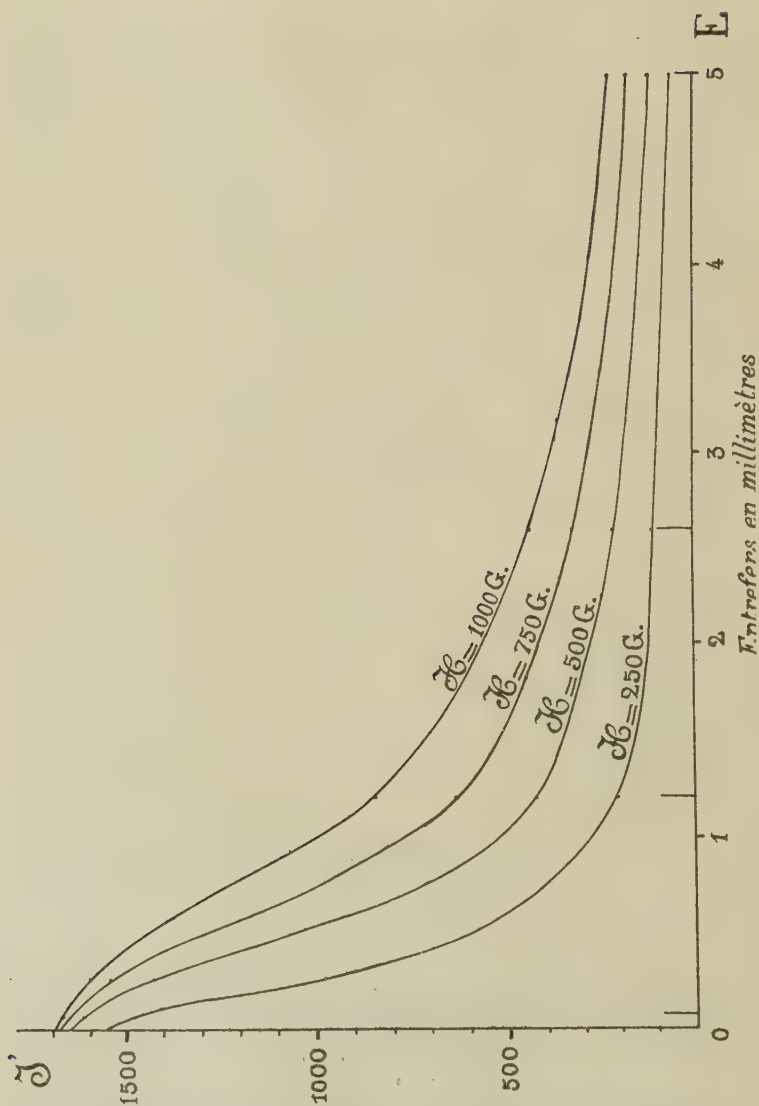


Fig. 52. — Variation de l'intensité d'aimantation apparente  $J'_m$  en fonction des entrefers pour des fils de 120 cylindres (de 20 m/m de diamètre et 10 m/m de hauteur) en acier doux (0,13 o/o de Carbone) pour diverses valeurs du champ ( $H$ ).

Lorsqu'on augmente progressivement les entrefers des 120 cylindres, l'intensité d'aimantation moyenne, dans la région médiane de l'empilage, ne décroît pas linéairement. La décroissance, d'abord lente, prend bientôt une allure extrêmement rapide, puis se ralentit progressivement pour redevenir ensuite très lente.

Il faut noter que la région des intensités d'aimantation fortes (entrefers inférieurs à 0 mm. 5) correspond à des courbes  $\mathfrak{J}' = f(\mathfrak{H})$  (fig. 51) ayant l'allure de celles des ferromagnétiques. Celle des intensités d'aimantation faibles (entrefers supérieurs à 1 mm. 5) correspond à des courbes ayant l'allure de celles des paramagnétiques. Il est remarquable de voir que l'on passe de l'une à l'autre allure pour des entrefers de l'ordre de 1 mm. 5, c'est-à-dire inférieurs à  $1/6$  de la hauteur d'un cylindre élémentaire.

On remarquera immédiatement aussi l'analogie du faisceau de courbes  $\mathfrak{J}' = f(\mathfrak{E})$  (fig. 52) avec celui des courbes  $\mathfrak{J} = f(\theta)$  (fig. 9) établi par Curie et pour lequel  $\theta$  représente la température.

En augmentant progressivement les entrefers, on passerait donc des courbes à allure ferromagnétique aux courbes à allure paramagnétique, suivant une loi analogue à celle qui caractérise le passage thermique du ferro au paramagnétisme des aciers peu carburés lorsqu'on leur fait franchir par un chauffage convenable le point  $A_2$  (point de Curie).

### CHAPITRE III

#### EXPLICATION PAR LE CHAMP DÉMAGNÉTISANT DES ANOMALIES RELEVÉES SUR LES COURBES THERMIQUES DU CHAPITRE PREMIER

Nous venons de réunir un certain nombre d'arguments en faveur de l'assimilation des paramagnétiques à des éléments à grand champ démagnétisant, alors qu'un ferromagnétique pourrait être considéré comme constitué par des files d'éléments paramagnétiques suffisamment rapprochés. Ces conceptions toutefois ne sont pas encore suffisantes pour expliquer les particularités que nous avons rencontrées dans les courbes thermiques des *échantillons* (type A) à *grand champ démagnétisant* (fig. 33), à savoir :

1° La susceptibilité reste sensiblement indépendante de la température jusqu'au point critique ;

2° La chute brusque de la susceptibilité coïncide avec le point  $A_2$  ou avec le point  $A_{3,2,1}$ , quand le point  $A_2$  est entraîné par  $A_3$  ; mais le point  $A_1$ , tant qu'il est indépendant de  $A_2$ , n'est révélé par aucune anomalie sur ces courbes.

#### Champ démagnétisant élémentaire et champ démagnétisant global.

Pour trouver une explication rationnelle de ces anomalies, il nous faut analyser de plus près le rôle du champ démagnétisant. Dans un échantillon paramagnétique, comme dans un ferromagnétique, si petites que soient ses dimensions, le nombre des aimants élémentaires est considérable. Ce que nous percevons par nos moyens d'investigation ne nous renseigne donc pas sur la valeur individuelle d'un aimant élémentaire, mais sur la résultante de leurs actions individuelles.

D'autre part comme nous ignorons tout de la forme et de la position réciproque de ces aimants, il nous est impossible de déterminer le champ réellement agissant sur un élément, et nous rapportons tout au champ extérieur  $\mathcal{H}_e$ . Nous ne mesurons donc que les valeurs apparentes des différentes constantes : Intensité d'aimantation (apparente); susceptibilité (apparente); coefficient démagnétisant (apparent), etc. Aussi est-ce à ces valeurs que nous nous référerons dans tout ce qui va suivre.

Or, nous avons vu que, si on dispose en file suffisamment longue, une série d'éléments ferromagnétiques à grand champ démagnétisant, cette file se comporte comme un élément unique, qui, pour une longueur suffisante, par rapport à son diamètre, voit son champ démagnétisant tendre vers zéro. Inversement, Tanakadaté [37], Mann [50], et bien d'autres, ont vérifié que, si l'on prend une certaine quantité de longs et minces morceaux de fils de fer, tous identiques et, par conséquent, à champ démagnétisant individuel très faible, et que l'on en forme un faisceau, le champ démagnétisant de l'ensemble est sensiblement le même que celui d'un cylindre de même métal, ayant la même longueur que le faisceau (c'est-à-dire celle d'un morceau de fil de fer) et une section égale à la somme des sections des fils du faisceau. Ce champ démagnétisant peut ainsi devenir aussi grand qu'on veut.

Dans un cas comme dans l'autre, ce champ est complètement changé, si, au lieu de disposer les éléments en contact direct, les uns avec les autres, on les sépare par des entrefers.

Le même raisonnement s'appliquerait, si nous considérions des files <sup>(1)</sup> d'éléments réunies en faisceaux ou des faisceaux d'éléments réunis en files.

(1) On peut se demander comment de telles files peuvent se constituer. Si la réponse est délicate et même incertaine pour un corps isotrope, elle est très simple dans le cas des corps cristallisés où WEISS [63] a mis en évidence une direction de facile aimantation.

Le champ démagnétisant d'un élément peut donc être considérablement modifié par la position que cet élément occupe dans un ensemble.

Nous sommes ainsi amenés à considérer, pour le champ démagnétisant d'un aimant élémentaire :

1° *Le champ démagnétisant élémentaire propre ;*

2° *Le champ démagnétisant élémentaire de position*, qui est celui que prend cet élément, par suite de l'organisation du milieu dans lequel il est plongé, ce milieu étant considéré comme illimité dans toutes les directions.

Cette dernière notion permettrait de calculer : 3° *le champ démagnétisant global* d'un échantillon, si le champ démagnétisant élémentaire de position était le même pour tous ses aimants élémentaires ; mais il est bien certain qu'au voisinage de la périphérie, ce champ varie d'un élément à l'autre. Les notions que nous pouvons avoir sur ces variations sont encore trop imparfaites pour qu'on puisse espérer en tirer des éléments quelconques de calcul, susceptibles de faire connaître *le champ démagnétisant global* d'un échantillon.

Nous en sommes donc réduits à déterminer expérimentalement *ce champ démagnétisant global* (le seul que nos moyens d'investigation nous permettent d'atteindre) et à essayer d'en tirer des renseignements sur les champs démagnétisants élémentaires.

Nous avons déjà rassemblé quelques résultats, qui peuvent se ramener à deux cas principaux :

*Premier cas.* — Lorsqu'un échantillon est formé d'éléments ferromagnétiques rigoureusement juxtaposés sans aucune interposition de matières étrangères entre les éléments, le champ démagnétisant global ne dépend que de la forme extérieure de l'échantillon, et nullement de celle des éléments (voir ce que nous avons dit sur les fils de cylindres très courts et sur les faisceaux de fils de fer).

*Deuxième cas.* — Il suffit de provoquer un écartement

relativement faible entre les éléments constitutants pour que ceux-ci reprennent leur individualité. Ainsi :

a) Le flux qui traverse une file de cylindres très courts, séparés par des entrefers suffisants, ne dépend pas de la longueur de la file. Il est, à peu de choses près, le même que celui qui traverse un cylindre unique, placé isolément dans le même champ ;

b) Le flux qui traverse un faisceau de cylindres, suffisamment espacés les uns des autres, ne dépend pas de la forme extérieure du faisceau. Il est égal à la somme des flux qui traverseraient, dans les mêmes conditions, chaque cylindre pris isolément.

Ces deux cas extrêmes sont suffisamment clairs pour qu'il nous semble inutile d'insister. Dans le premier cas, l'action mutuelle des éléments est telle qu'ils perdent complètement leur individualité. Le champ démagnétisant global ne dépend que de la forme extérieure de l'échantillon. Dans le second cas, au contraire, l'action mutuelle est très faible. Les éléments agissent à peu près comme s'ils étaient seuls ; leurs propriétés se totalisent purement et simplement. Le champ démagnétisant global ne dépend que du champ démagnétisant individuel des éléments.

On est donc tenté d'admettre en première approximation que :

A) Si le champ démagnétisant résultant de la forme extérieure de l'échantillon est supérieur au champ démagnétisant de position des éléments, c'est lui qui s'imposera.

B) Dans le cas contraire, le champ démagnétisant global sera déterminé par le champ élémentaire de position.

Voyons si ces résultats vont nous permettre d'expliquer les anomalies magnétiques relevées sur les courbes thermiques. Si on admet que l'élévation de température augmente progressivement l'écartement <sup>(1)</sup> des aimants élémentaires, on comprend facilement que :

(<sup>1</sup>) Cette manière d'envisager l'action de la température est

1° Pour les échantillons dont la longueur est grande par rapport au diamètre (champ démagnétisant faible), cet écartement détermine une diminution progressive de l'intensité d'aimantation comme celle qui a été relevée sur les courbes thermiques de Curie (fig. 8 et 9) et de bien d'autres (Voir également notre figure 34).

Nous avons admis en effet que dans ce cas (B), le champ démagnétisant global est déterminé par le champ démagnétisant élémentaire de position, et nous avons montré (fig. 52), que la loi de décroissance de l'intensité d'aimantation en fonction de l'écartement des aimants élémentaires était analogue à celle qui a été déterminée expérimentalement d'après les courbes thermiques précitées.

2° Dans un cylindre court par rapport à son diamètre (grand champ démagnétisant dû à la forme même de l'échantillon), l'intensité d'aimantation reste d'abord sensiblement constante lorsque la température s'élève et même le point critique  $A_1$  ne détermine aucune modification de cette intensité, pour les aciers dans lesquels le point  $A_2$  n'est pas venu se confondre avec lui. En revanche, elle tombe brusquement à une valeur très faible au point  $A_2$  (fig. 33). Ceci peut s'expliquer par ce fait que l'écartement thermique des aimants élémentaires qui se produit avant le point  $A_2$  n'agit pas sur le champ élémentaire de position d'une manière suffisante (alors même que cet écartement est fortement accru au point  $A_1$  par la dissolution de la cémentite) pour l'emporter sur le champ démagnétisant dû à la forme de l'échantillon. Au point  $A_2$ , le champ démagnétisant élémentaire de position augmente tellement qu'il arrive à être supérieur au champ démagnétisant dû à la forme. C'est alors que la chute brusque se produit.

facile à concevoir ; mais, en réalité, l'agitation thermique agit peut-être, sur les aimants élémentaires, d'une manière beaucoup plus complexe. On peut envisager également la formation progressive d'une modification allotropique du fer, diluant les éléments magnétiques à travers d'autres peu magnétiques.

Le même raisonnement nous permet d'expliquer aussi pourquoi le point  $A_1$  est moins nettement marqué sur nos courbes d'échantillons du type B (fig. 34 et 35) pour lesquels le champ démagnétisant a encore une certaine valeur, que sur celles des échantillons du type C (fig. 36 et 37) dont le champ démagnétisant est nul.

---

## VUE D'ENSEMBLE ET CONCLUSIONS GÉNÉRALES

La détermination des variations que subissent les propriétés magnétiques des métaux en fonction de la température peut être très féconde, non seulement pour la détermination des transformations allotropiques ou des réactions chimiques dont ils sont le siège, mais aussi pour étudier la nature même de ces propriétés magnétiques.

Cette détermination par les méthodes ordinairement utilisées dans ce but est délicate et pénible. Nous avons imaginé un dispositif permettant l'enregistrement automatique de l'induction à champ constant en fonction de la température.

Cette méthode a été appliquée à l'étude d'une série d'aciers à teneur en carbone croissante depuis 0,06 jusqu'à 1,66 o/o.

L'examen des résultats ainsi obtenus nous a permis d'en dégager les conclusions suivantes :

1° La transformation magnétique de la cémentite se produit aux environs de 200°.

2° Les variations de l'induction en fonction de la température, dans un échantillon à faible champ démagnétisant, ne mettent pas seulement en évidence le point  $A_2$ , mais encore le point  $A_1$ .

3° La nature différente des transformations qui se produisent à l'un et l'autre de ces deux points est nettement mise en évidence par ce fait que, le point  $A_2$  est rigoureusement réversible, alors que le point  $A_1$  est nettement irréversible.

4° Un acier extra-doux oxydé présente à froid une hystérésis énorme. Cette anomalie disparaît d'une manière assez brusque par chauffage aux environs de 250°. Elle reparait au refroidissement à une température légèrement inférieure.

5° Lorsqu'on réchauffe un acier dur trempé à l'eau, la valeur de l'induction à champ constant passe par un maximum vers 300° qui est certainement en relation avec l'anomalie de dilatation observée à la même température.

6° L'allure générale des courbes de variation d'induction en fonction de la température est nettement différente lorsqu'on opère sur des échantillons à grand champ démagnétisant (cylindres courts) ou au contraire si on la détermine sur des échantillons à faible champ démagnétisant (anneaux ou cylindres longs).

7° Dans le cas des cylindres courts (*grand champ démagnétisant*), l'induction reste tout d'abord sensiblement indépendante des variations de température; puis elle tombe brusquement à une valeur très faible. La température à laquelle se produit cette brusque variation correspond au point  $A_2$  et est réversible comme lui pour tous les aciers dans lesquels le point  $A_2$  est indépendant de  $A_3$ . Pour ceux au contraire dans lesquels le point  $A_3$  s'est abaissé suffisamment pour entraîner avec lui le point  $A_2$  et l'amener à se confondre avec  $A_1$ , la grande baisse de l'induction se produit en ce point  $A_{1,2,3}$  et devient irréversible comme lui.

Pour les échantillons d'acier doux dans lesquels le point  $A_1$  est indépendant des points  $A_2$  et  $A_3$ , aucune variation d'induction ne décèle ce point  $A_1$ .

8° Pour les échantillons à *faible champ démagnétisant*, deux cas sont à considérer :

Premier cas : *Le champ extérieur est inférieur à la force coercitive.* — L'induction augmente alors, quand la température s'élève, jusqu'au voisinage des points critiques. Elle diminue brusquement ensuite d'abord au point  $A_1$ , irréversible, pour les échantillons dans lesquels ce point existe, et est indépendant des autres. Puis, au point  $A_2$  qui est réversible, ou au point  $A_{2,3}$  irréversible (lorsque les points  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  sont confondus), l'induction s'annule presque.

Deuxième cas : *Le champ extérieur est notablement supérieur à la force coercitive.* — L'induction diminue alors dès que la température s'élève, conformément aux données expérimentales fournies par de nombreux auteurs. Cette diminution s'accroît nettement au point  $A_1$ , puis au point  $A_2$  ou au point  $A_{2,3}$  où l'induction devient très faible.

En ce qui concerne plus spécialement l'influence du point  $A_1$ , on constate qu'elle est d'autant plus marquée que le champ démagnétisant de l'échantillon est plus faible. La diminution d'induction qui se produit d'une manière assez brusque en ce point  $A_1$  sur les anneaux type C, est beaucoup moins nette sur les barreaux type B dont la longueur égale soixante-six fois le diamètre et ne se manifeste plus du tout sur les barreaux type A, pour lesquels la longueur est égale à cinq fois seulement le diamètre.

9° Nous avons négligé dans toute cette étude les faibles variations de susceptibilité qui se manifestent au point  $A_3$ , lorsque ce point se produit à une température supérieure à  $A_2$ . Cette question qui était entièrement en dehors de notre programme demanderait une méthode beaucoup plus sensible que la nôtre. Elle a du reste été étudiée avec beaucoup de soin par Burgess et Crowe [137], Ishiwara [168] et par Honda [172] et Takagi [152].

10° Nous avons également négligé les anomalies de l'induction dans les champs faibles pour des températures comprises entre 300° et 600°. Ces anomalies ont été signalées par différents auteurs et plus spécialement par Morris [53] et par Maurain [105].

Elles se retrouvent aussi dans quelques-unes de nos courbes, mais elles varient considérablement, d'un échantillon à l'autre, et il n'a pas été possible d'en trouver une explication rationnelle.

..

Parmi tous ces faits, ceux relatifs à la forme des échantillons (6°; 7°; et 8°) ont particulièrement retenu notre atten-

tion, et nous ont conduit à entreprendre toute une étude sur le champ démagnétisant, qui a été orientée de la manière suivante :

A) Nous avons déterminé les courbes  $\mathfrak{J} = f(\mathcal{H})$  et  $\mathfrak{J}' = f(\mathcal{H})$  pour une série de barreaux cylindriques dont le rapport de la longueur au diamètre  $\left(m = \frac{L}{D}\right)$  variait entre 0,25 et 60 et pour un anneau correspondant à  $m = \infty$ .

11° Nous avons pu étudier pour chaque barreau les facteurs démagnétisants :

$$N_1 = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a}{\mathfrak{J}}; \quad N_2 = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_a}{\mathfrak{J}'}; \quad N_3 = \frac{\mathcal{H}_e - \mathcal{H}'_a}{\mathfrak{J}'}$$

Nous avons vérifié que pour un barreau déterminé, ces facteurs  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  ne restent sensiblement constants que pour les valeurs de  $\mathfrak{J}$  ou de  $\mathfrak{J}'$  comprises entre 300 et 800 ; mais les variations observées peuvent être dues à des phénomènes d'hystérésis.

12° Quoi qu'il en soit, l'intensité d'aimantation correspondant à la saturation d'un cylindre court est la même que celle d'un cylindre indéfini. Cette saturation est atteinte, dans des champs réalisables sans trop de difficulté (Ex. : Un cylindre pour lequel  $m = \frac{L}{D} = 5$  est saturé dans un champ de 1.500 gauss). Il en résulte que *dans les électro-aimants à grand champ magnétisant, il n'est pas indispensable de réunir les masses polaires par des carcasses magnétiques ininterrompues.*

13° Nous avons vu en outre que, pour tout cylindre dont le champ démagnétisant est assez fort, la courbe  $\mathfrak{J}' = f(\mathcal{H})$  se compose d'abord d'une partie sensiblement rectiligne passant par l'origine qui s'infléchit ensuite pour tendre asymptotiquement vers une valeur limite qui correspond à l'intensité d'aimantation de saturation pour le métal étudié. Cette allure est la même que celle des courbes d'aimantation des paramagnétiques.

14° Toutefois, ce qui caractérise les paramagnétiques est que le rapport  $\chi = \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{H}}$  (susceptibilité) pour la partie rectiligne de la courbe est extrêmement faible (de l'ordre de  $\frac{1}{10^4}$  à  $\frac{1}{10^6}$ ). On peut se demander si on peut obtenir de telles valeurs en agissant simplement sur le champ démagnétisant. Or, pour des cylindres, le rapport  $\frac{\mathfrak{J}'}{\mathfrak{H}}$  (susceptibilité apparente) de cette partie rectiligne des courbes tend vers zéro lorsque  $m = \frac{L}{D}$  tend lui-même vers zéro. On peut donc bien obtenir avec de tels échantillons une susceptibilité apparente initiale aussi faible que l'on veut ; et cela d'autant plus que, d'après une remarque de Schuddemagen [110], pour une même valeur de  $m$ , le champ démagnétisant croît notablement quand le diamètre de l'échantillon devient très petit.

B) Nous avons alors déterminé ce que devenaient les courbes  $\mathfrak{J}' = f(\mathfrak{H})$  pour une longue file de cylindres courts, lorsque, partant du contact, on espace de plus en plus les cylindres en réalisant entre eux des entrefers de plus en plus grands (fig. 51).

15° Si on étudie d'après ces données, pour un certain nombre de valeurs fixes du champ, les variations de l'intensité d'aimantation apparente en fonction des entrefers, on obtient une nouvelle famille de courbes (fig. 52) qui rappelle par son allure celle que Curie avait obtenue (fig. 9) en étudiant au voisinage du point critique (pour des valeurs également fixes du champ) les variations de l'intensité d'aimantation spécifique en fonction de la température. En d'autres termes, la loi suivant laquelle s'effectue, dans un champ constant, la diminution des valeurs de l'intensité d'aimantation apparente, pour un échantillon formé de cylindres courts, séparés par des entrefers dont on augmente progressivement la valeur, est analogue à la loi de variation de l'intensité d'ai-

mantation des ferro-magnétiques en fonction de la température dans la région du point de Curie.

On est donc conduit à assimiler l'effet produit par l'élévation de la température lors du passage du ferro au paramagnétisme à celui d'un écartement progressif des aimants élémentaires, des ferromagnétiques, et à admettre que ces aimants élémentaires ont un grand champ démagnétisant.

16° Cette hypothèse des éléments à grand champ démagnétisant, nous a permis de donner une explication rationnelle des anomalies provoquées par la forme des échantillons sur nos courbes thermiques. Nous avons été obligé pour cela de faire intervenir trois notions distinctes : 1° celle du *champ démagnétisant élémentaire propre* ou champ démagnétisant qu'aurait un élément supposé isolé ; 2° celle du *champ démagnétisant élémentaire de position*, ou champ démagnétisant résultant de l'influence mutuelle des éléments les uns sur les autres, dans un milieu supposé indéfini ; 3° celle du *champ démagnétisant global* ou champ démagnétisant d'ensemble d'un échantillon.

Nous avons alors été conduit à admettre que, si le champ démagnétisant résultant de la forme extérieure d'un échantillon est supérieur au champ démagnétisant élémentaire de position, c'est lui qui dominera dans la valeur globale du champ démagnétisant. Si au contraire le champ démagnétisant résultant de la forme de l'échantillon est faible par rapport au champ élémentaire de position, c'est ce dernier qui déterminera le champ démagnétisant global.

17° Le fait que, pour les échantillons courts, l'induction (à champ constant) est, jusqu'au point critique, indépendante de la température, s'explique par la prédominance du champ démagnétisant, dû à la forme extérieure d'un tel échantillon.

18° Le fait que la valeur de l'induction (à champ constant) est d'autant plus modifiée au point  $A_1$  que le champ déma-

gnétisant de l'échantillon est plus faible, se trouve également expliqué de la même manière.

19° On comprend facilement aussi comment un ensemble d'aimants élémentaires, à grand champ démagnétisant — qui réalise un corps ayant les propriétés des paramagnétiques lorsque ces éléments sont assez éloignés les uns des autres, pour que leurs influences mutuelles soient faibles — peut acquérir les propriétés ferromagnétiques. Il suffit d'admettre que ces mêmes aimants élémentaires se disposent (sous l'influence du champ extérieur aidé en cela par des actions directrices telles que celle produite par la cristallisation, dans la direction de facile aimantation), en files à éléments suffisamment rapprochés pour que l'action mutuelle des éléments annule en grande partie dans chaque file le champ démagnétisant propre des éléments.

En somme, notre étude expérimentale sur le champ démagnétisant, nous a conduit à admettre que les corps magnétiques étaient constitués par des aimants élémentaires à grand champ démagnétisant, dont les arrangements pouvaient, suivant les cas, déterminer soit les phénomènes ferromagnétiques, soit les phénomènes paramagnétiques. Cette hypothèse nouvelle s'est déjà montrée féconde pour expliquer certaines anomalies rencontrées sur les courbes thermiques et qui n'avaient pu trouver d'explication jusqu'ici. Elle permet d'expliquer en outre, par des considérations purement magnétiques, la grandeur énorme de la susceptibilité des ferromagnétiques comparée à celle des paramagnétiques.

---

## BIBLIOGRAPHIE

### I. — Classement chronologique.

1. GILBERT. — *De magnete magneticisque corporibus*, London, 1600.
2. COULOMB. — Du magnétisme. *Mémoires de l'Académie des Sciences*, p. 468, 1789. Collection des mémoires relatifs à la Physique (*Soc. Fr. de Phys.*), t. I, p. 273.
3. COULOMB. — Détermination théorique et expérimentale des forces qui ramènent différentes aiguilles aimantées à saturation, à leur méridien magnétique. *Mémoires de l'Institut national des Sciences et des Arts*, t. III, p. 176, an IX (lu le 26 prairial an VII). Collection des Mémoires relatifs à la Physique (*Soc. Fr. de Phys.*), t. I, p. 319.
4. COULOMB. — Influence de la température sur le magnétisme de l'acier. Extrait d'après BIOT (*Traité de Physique*) d'un mémoire inédit. Mémoires relatifs à la Physique (*Soc. Fr. de Phys.*), t. I, p. 370).
5. AMPÈRE. — Mémoire inédit lu à l'Académie des Sciences le 15 janvier 1821. Voir Mémoires relatifs à la Physique (*Soc. Fr. de Phys.*), t. II, *Mémoires sur l'électrodynamique*, p. 140.
5. KUPFFER (A. H.). — Recherches relatives à l'influence de la température sur les forces magnétiques. *Annales de Chimie et de Physique*, 1<sup>re</sup> série, t. XXX, p. 113, 1825.
7. NEUMANN. — Entwicklung der in elliptischen Coordinaten ausgedruckten reciproken Entfernung Zweier Punkte in Reihen..., *Journal für reine und angewandte Mathematik* (Crelle), vol. XXXVII, pp. 21-50, 1848.
8. WEBER. — *Annalen der Phys.*, t. LXXXVII, p. 167, 1852.
9. DUFOUR (Louis). — De l'influence de la température sur la force des aimants. *Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, t. XXXI, p. 105; t. XXXIII, p. 50, 1856.
10. DUFOUR (Louis). — Sur l'intensité magnétique des aimants au-dessous de 100°. *Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, t. XXXIV, p. 295, 1857.
11. WIEDMANN. — Ueber den Magnetismus der Stahlstäbe. *Annalen der Phys.*, t. C, p. 235, 1857. Traduct. *Annales de Chimie, de Phys.*, 3<sup>e</sup> s., t. L, p. 188, 1857.

12. BEETZ. — Ueber die inneren Vorgänge welche die Magnetisirung bedingen. *Annalen der Phys.*, t. III, p. 107, 1860.
13. WIEDMANN (G.). — Ueber der Einfluss der Temperaturänderungen auf den Magnetismus der Eisens und Stahls. *Annalen der Phys.*, t. CXXII, p. 346, 1864.
14. ROWLAND (H. A.). — On magnetic Permeability and the Maximum of Magnetism of Iron, Steel and Nickel. *Philosophical Magazine*, 4<sup>e</sup> s., t. XLVI, p. 140, 1873; *idem*, 4<sup>e</sup> s., p. 321, 1874.
15. BOUTY (E.). — Sur les distributions fictives d'électricité ou de magnétisme que l'on peut substituer à un système électrique ou magnétique donné. *Journal de Phys.*, 1<sup>re</sup> s., t. II, p. 297, 1873.
16. JAMIN (J.). — Sur la déperdition du magnétisme. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. LXXVII, p. 1445, 1873.
17. BOUTY (E.). — Sur l'aimantation de l'acier. *Journal de Phys.*, 1<sup>re</sup> s., t. II, p. 316, 1874.
18. BOUTY (E.). — Sur la rupture des aiguilles aimantées. *Journal de Phys.*, 1<sup>re</sup> sér., t. III, p. 361, 1874.
19. BOUTY (E.). — Sur l'aimantation de l'acier par les courants et sur la situation des pôles dans les aiguilles longues. *Journ. de Phys.*, 1<sup>re</sup> s., t. IV, p. 367, 1875.
20. GAUGAIN (J.-M.). — Influence de la température sur l'aimantation. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. LXXX, p. 297, 1875.
21. BORNSTEIN (R.). — Ueber das Verhältniss des temporären Magnetismus zur magnetisierenden Kraft und seine Beziehungen zur Werchselwirkung der Metalltheilchen. *Annalen der Phys.*, t. CLIV, p. 336, 1875.
22. GAUGAIN (J.-M.). — Mémoire sur le magnétisme. *Annales de Chim. et de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. VIII, p. 289, 1876.
23. FAVÉ (L.). — Sur l'action de la chaleur par l'aimantation. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. LXXXII, p. 276, 1876.
24. AUERBACH (F.). — Magnetische Untersuchungen. *Annalen der Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. II, p. 253, 1880.
25. BAUER. — Neue Untersuchungen uber den Magnetismus. *Annalen der Phys.*, t. II, p. 394, 1880.
26. POLONI (G.). — Sul magnetismo remanente dell' acciaio a diverse temperature. *Reale Accademia dei Lincei*, 1882. Extr. *Journ. de Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. II, p. 180, 1883.
27. HOPKINSON. — Magnetisation of Iron. *Philosophical Transac. R. S. L.*, t. CLXXVI (2), p. 455, 1885.
28. EWING (J. A.). — Experimental Researches in Magnetim. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, t. CLXXVI (2), p. 523, 1885.
29. PERKINS (Ch.-A.). — Sur les modifications de la perméabilité magnétique du nickel à diverses températures. *Amer. Journ. of science*, 3<sup>e</sup> s., t. XXX, p. 218, 1885.

30. TROWBRIDGE and MAC RAC. — The effect of temper. on the magnetic permeability of iron and cobalt. *Proceeding of the Amer. Ac. of Arts and Science*, t. XXII, p. 262, 1885.
31. BARUS (C.) and STROUHAL (V.). — The electrical and magnetic properties of the iron carburets. *Bulletin of the United States Geol. Suwey*, t. II, n° 14, p. 593, 1885.
32. MASCART. — Sur l'Aimantation. *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. V, p. 293, 1886.
33. BERSON (G.). — De l'influence de la température sur l'aimantation. *Annales de Chimie et de Phys.*, 6<sup>e</sup> s., t. VIII, p. 443, 1886, et *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. V, p. 437, 1886.
34. Lord RAYLEIGH. — On the behaviour of iron and steel under the operation of feeble magnetic forces. *Philosophical Magazine*, 5<sup>e</sup> s., t. XXIII, p. 225. *Recueil des constantes de la Soc. Fr. de Phys.*, p. 662.
35. LEDEBOER (P.). — De l'influence de la température sur l'aimantation du fer. *La Lumière Electrique*, t. XXVII, p. 61, 1888. *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. VII, p. 199, 1888. Voir aussi *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CVI, p. 129, 1888.
36. EWING (J. A.) and Low (W.). — On the influence of a plane of transverse section on the magnetic permeability of an iron bar. *Philosophical Magazine*, 5<sup>e</sup> s., t. XXVI, p. 274, 1888.
37. TANAKADATÉ (A.). — Mean intensity of magnetisation of soft iron bars of various lengths in a uniform magnetic field. *Philosophical Magazine*, 5<sup>e</sup> s., t. XXVI, p. 450, 1888.
38. MASCART. — Recherches sur le Magnétisme. *Annales de Chimie et de Phys.*, 6<sup>e</sup> s., t. XVIII, p. 5, 1889.
39. HOPKINSON (J.). — Magnetisation of iron at high temperatures. *Proceeding Roy. Soc. of London*, t. XLV, p. 318, 1889.
40. HOPKINSON (J.). — Magnetic and oter physical properties of iron et a high temperature. *Philosophical Transac*, t. CLXXX, p. 443, 1889.
41. HOPKINSON (J.). — Magnetic properties of alloys of nickel and iron. *Proceeding Roy. Soc.*, t. XLVII, p. 23, 1889.
42. HOPKINSON (J.). — Magnetism and recalescence. *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVIII, p. 442, 1890. Extr. *Journal de Phys.*, 2<sup>e</sup> s., t. X, p. 421, 1891.
43. EWING (J. A.). — Contributions to the molecular theory of induced magnetism. *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVIII, p. 342, 1890.
44. Du Bois (H. E. J. G.). — Zur Matematischen Theorie des Ferromagnetismus. *Annalen der Phys.*, t. XLVI, p. 485, 1892.
45. LEHMANN (H.). — Magnetisirung radial geschützter Eisenringe. *Annalen der Phys.*, t. XLVIII, p. 406, 1893.
46. ASCOLI. — Sopra la distribuzione del magnetismo indoto nel ferro. *R. C. della reale Ac. dei Lincei*, t. III, pp. 176, 181, 377, 1894.

47. ASCOLI. — Sul magnetismo dei cilindri di ferro. *Rendiconti della reale Accademia dei Lincei*, t. III, p. 314, 1894.
48. CURIE (P.). — Propriétés magnétiques des corps à diverses températures. *Annales de Chimie et de Phys.*, 7<sup>e</sup> s., t. V, p. 289, 1895. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> s., t. IV, pp. 197 et 263, 1895. Voir aussi *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CXVIII, pp. 796, 859, 1134, 1894.
49. PARSHALL (H. F.). — Magnetic data of iron and steel. *Proc. Inst. Civil Engineers*, t. CXXVI, p. 50, 1896.
50. MANN (C. R.). — Ueber Entmagnetisirungsfactoren kreiscylindrischer Stäbe. *Dissertation*, Berlin, 1895. Demagnetisation factors for cylindrical rods. *Physical Review*, t. III, p. 359, 1896.
51. NAGAOKA (H.). — Zur Aussenvirkung gleichförmig magnetisirter Rotationellipsoide. *Annalen der Phys.*, t. LVII, p. 275, 1896.
52. ASCOLI. — Sul fattore smagnetizzante nei fasci e nei cilindri di ferro. *Rendiconti R. Acad. dei Lincei*, 6<sup>e</sup> s., t. II, p. 129, 1897.
53. MORRIS (D. K.). — On the magnetic properties and electrical resistance of iron as dependent upon temperature. *Philosophical Mag.*, t. XLIV, p. 213, 1897. Extr. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> s., t. IV, p. 698, 1897.
54. ROGET (S. R.). — Effets of prolonged heating on the magnetic properties of iron. *Proceedings Roy. Soc. London*, t. LXIII, p. 258, 1898.
55. OSMOND (F.). — Magnetic transformation and hardening of steel. *The metallographist*, t. I, p. 266, 1898.
56. GILL (J. L.). — On the distribution of magnetic induction in streight iron rods. *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> s., t. XLVI, p. 478, 1898.
57. DUMONT (E.). — Recherches sur les propriétés des aciers au nickel. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CXXVI, p. 741, 1898.
58. CURIE (Mme SLADOVSKA). — Propriétés magnétiques des aciers trempés. *Bulletin de la Soc. d'Encouragement pour l'Ind. Nat.*, t. III, p. 36, 1898. Contribution à l'étude des alliages (*Soc. d'Enc.*), p. 159, 1901. *The Metallographist*, t. I, pp. 107, 229, 274, 1898.
59. LE CHATELIER (H.). — Sur les changements d'état du fer et de l'acier. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CXXIX, pp. 129 et 279, 1899.
60. LAMB (C. Q.). — On the distribution of Magnetic Induction in a long iron bar. *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> s., t. XLVIII, p. 262, 1899.
61. CLAUDE (G.). — Les propriétés magnétiques du fer aux basses températures. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CXXIX, p. 409, 1899.

62. OSMOND (F.). — Wat is the inferiour limit of the critical point  $A_2$ . *The Metallographist*, t. II, p. 169, 1899.
63. WEISS (P.). — Le plan d'aimantation de la pyrrhotine. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> s., t. VIII, p. 572, 1899.
64. NAGAOKA (H.). — La Magnetostriction. *Rapport Congr. Int. de Phys. Paris*, n<sup>o</sup> 2, p. 536, 1900.
65. SCHMIDT (E.). — Die magnetische Untersuchung des Eisens und verwandter Metalle. Halle W. Knapp, 1900.
66. WILLS. — Effects of temperature of the magnetic properties of iron and alloys of iron. *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> s., t. L, p. 1, 1900.
67. MAURAIN (Ch.). — Le magnétisme du fer. *Collection Scientia*, Paris, 1900.
68. MAURAIN (Ch.). — Propriétés des dépôts électrolytiques de fer obtenus dans un champ magnétique. *Journal de Phys.*, 3<sup>e</sup> s., t. X, p. 123, 1901. *Eclairage Electrique*, t. XXVI, p. 212, 1901.
69. BENEDICKS (C.). — Ueber die Entmagnetisirungsfactoren kreisylindrischer Stäbe. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. VI, p. 726, 1901. *Bihang. to K. Svensko Vet. H.*, t. XXVII (I), n<sup>o</sup> 4, 1902.
70. VOIGT (W.). — Elektronhypothese und theorie des Magnetismus. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., vol. IX, p. 115, 1902.
71. MAURAIN (Ch.). — Sur une action magnétisante de contact et son rayon d'activité. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. I, p. 90, 1902.
72. MAURAIN (Ch.). — Sur les propriétés magnétiques des lames très minces de fer et de nickel. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. I, p. 132, 1902.
73. BENEDICKS (C.). — Etude sur la distance des pôles d'aimants. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. I, p. 302, 1902.
74. SEARLE (G. F. C.) and BEDFORD (T. G.). — The measurement of magnetic hysteresis. *Phil. Trans.*, t. CXCVIII, p. 33, 1902.
75. THOMSON (J. J.). — The magnetic properties of systems of corpuscles describing circular orbits. *Phil. Mag*, 6<sup>e</sup> s., t. VI, p. 673, 1903.
76. MAURAIN (Ch.). — Sur les propriétés magnétiques des poudres de fer et l'aimantation spécifique à saturation. *L'Eclairage Electrique*, t. XXXIV, p. 465, 1903.
77. GUYE (Ch.-Eug.) et SCHIDLOF (A.). — L'hystérèse magnétique aux fréquences élevées dans le fer, le nickel et les aciers au nickel. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XVIII, p. 576, 1904, et t. XIX, pp. 60 et 159, 1905.
78. BENEDICKS (C.). — Recherches physiques et physico-chimiques sur l'acier au carbone. *Thèse de doctorat*, Uppsala, 1904.
79. WEISS (P.). — Les propriétés magnétiques de la pyrrhotine. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IV, pp. 469 et 829, 1905. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XIX, p. 537, et t. XX, p. 213, 1905.

80. WEISS (P.) et KUNZ (J.). — Les variations thermiques de l'aimantation de la pyrrhotine. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IV, p. 847, 1905. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XX, p. 621, 1905.
81. LANGEVIN (P.). — Magnétisme et théorie des électrons. *Annales de Chimie et de Phys.*, 8<sup>e</sup> s., t. V, p. 70, 1905. Sur la théorie du magnétisme. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IV, p. 678, 1905.
82. TRENKLE (W.). — Ueber das magnetische Verhalten von Eisen pulver verschiedener Dichte. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. XIX, p. 692, 1906.
83. WEISS (P.). — L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferro-magnétique. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IV, pp. 453 et 661, 1907.
84. GROTIAN (O.). — Die magnetische Induktion in Rotationskörpern bei homogenem Felde behandelt nach einem Näherungsverfahren auf experimentell-geometrischer Grundlage. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXIII, p. 575, 1907.
85. GANS (R.). — Zur Theorie des Ferromagnetismus, *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXII, p. 481, et t. XXIII, p. 399, 1907.
86. SCHILD (K.). — Die magnetischen Eigenschaften electrolytischer Eisenniederschläge. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXV, p. 586, 1907.
87. MALLIK. — Magnetic induction in spheroids. *Phil. Mag.*, t. XIV, p. 455, 1907.
88. KUNZ (J.). — Des propriétés magnétiques de l'hématite. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXIII, p. 137, 1907.
89. WEISS (P.). — Electro-aimant de grande puissance. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IV, p. 353, 1907.
90. CAMPBELL (N. R.). — Modern electrical theory, ch. IV, ed. 1907.
91. WEISS (P.) et PLANER (V.). — Hystérésis dans les champs tournants. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. VII, p. 5, 1908.
92. WEISS (P.) et BECK (P.-L.). — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. VII, p. 249, 1908. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXV, p. 529, 1908.
93. QUITTNER (V.). — Les propriétés magnétiques de la magnétite. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXVI, p. 358, 1908.
94. MAURER (Ed.). — Recherche sur la trempe et le revenu du fer et de l'acier. *Revue de Métallurgie*, t. V, p. 711, 1908.
95. WEISS (P.). — Le ferromagnétisme et l'étude des métaux et alliages. *Communications de l'Ass. Intern. pour l'Essai des Mat. de Constr.*, juin 1909. *Revue de Métallurgie*, t. VI, p. 680, 1909.

96. WOLOGDINE. — Sur les propriétés magnétiques de quelques composés du fer. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CXLVIII, p. 776, 1909.
97. GRÜNHUT (A.) und WAHN (Dr J.). — Ueber die Miteibeziehung der magnetischen und elektrischen Eigenschaften der Materialien bei ihrer mechanischen.
98. WEISS (P.). — Les états magnétiques sont-ils des phases distinctes. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXVII, p. 593, 1909.
99. PERRIER (A.). — Les variations thermiques de l'hystérèse tournante et de l'hystérèse alternative. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXVIII, pp. 5, 119 et 237, 1909.
100. GÜMLICH. — Die Messung hohen Inductionen Einige physikalische Eigenschaften von Eisen. Silicium, legierungen. *Zeitschrift für Electrochemie*, t. XV, p. 597, 1909. *Elektrochem. Zeits.*, p. 1065, 1909.
101. DE LA RIVE (L.) et GUYE (Ch.-E.). — Sur l'orientation magnétique dans une agglomération de petits aimants. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXVIII, p. 105, 1909.
102. FULLER (W. P.) und GRACE (H.). — Effect of temperature on the hysteresis loss in iron in a rotating field. *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> s., t. XVIII, p. 866, 1909. *Proc. Phys. Soc.*, t. XXI, p. 794, 1910. *Electrician*, t. LXIV, p. 797, 1910.
103. DUMAS (A.). — Chaleur spécifique des substances ferromagnétiques. Alliages de fer et de nickel. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXVII, pp. 352 et 453, 1909.
104. WEISS (P.) et ONNES (KAMERLINGH). — Recherches sur l'aimantation aux très basses températures. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IX, p. 555, 1910. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXX, pp. 341 et 449, 1910.
105. MAURAIN (Ch.). — Variation, avec la température, des propriétés magnétiques du fer dans les champs magnétiques faibles. Aimantation anhystérétique à température élevée. *Annales de Chimie et de Phys.*, 8<sup>e</sup> s., t. XX, p. 353, 1910. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CL, p. 177, 1910.
106. HEGG (F.). — Etude thermomagnétique sur les ferro-nickels. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXIX, p. 592, 1910, et t. XXX, p. 15, 1910.
107. DU BOIS et HONDA. — The thermomagnetic properties of elements. *Konink. Akad. Wetensch, Amsterdam, Proc.*, t. XII, p. 596, 1910.
108. WEISS (P.). — Mesure de l'Intensité d'Aimantation à saturation en valeur absolue. *Journal de Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. IX, p. 373, 1910. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXIX, p. 175, 1910.
109. HONDA (K.). — Die magnetischen Eigenschaften der Materie und die moleculare Theorie. *Phys. Zeits.*, t. II, p. 1076, 1910.

110. SCHUDDMAGEN (G. L. B.). — Tables of demagnetizing factors for iron rods. *Phys. Rev.*, t. XXXI, p. 165, 1910.
111. DROZ (A.). — Loi d'approche à la saturation et détermination de l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXIX, pp. 204 et 290, 1910.
112. OLLIVIER (H.). — Propriété de deux puissants électro-aimants droits. *Annales de Chimie et de Phys.*, 8<sup>e</sup> s., t. XXI, pp. 28 et 322, 1910.
113. KUNZ (J.). — The absolute values of the moments of the elementary magnets of iron, nickel and magnetite. *Phys. Rev.*, t. XXX, n<sup>o</sup> 3, p. 259, 1910.
114. HONDA (K.). — Die Magnetisierung einiger Legierungen als Funktion ihrer Zusammensetzung und Temperatur. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXII, p. 1003, 1910.
115. WEISS (P.) et FOEX. — Etude de l'aimantation des corps ferromagnétiques au-dessus du point de Curie. *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. I, pp. 274, 744 et 805, 1911.
116. GRAY (G.) and ROSS (A. D.). — On the magnetic testing. *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> s., t. XXI, p. 1, 1911.
117. GUMMICH (E.) und ROGOWSKI (W.). — Die Messung der Permeabilität des Eisens bei sehr kleinen Feldstärken (Anfangspermeabilität). *Annalen der Phys.*, t. XXXIV, p. 235, 1911.
118. KAUFMANN (W.) und MEIER (W.). — Magnetische Eigenschaften elektrolytischer Eischichten. *Physikalische Zeitschrift*, t. XII, p. 513, 1911. Extrait : *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. I, p. 706.
119. WEISS (P.) et BLOCK (O.). — Sur l'aimantation du nickel, du cobalt et des alliages de nickel et de cobalt. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CLIII, p. 941, 1911.
120. WEISS (P.). — Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le Magnéton. *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. I, pp. 900 et 965, 1911. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXI, p. 401, 1911.
121. GROTHIAN (O.). — Der Eisenzyylinder in homogenen Magnetfelde. *Annalen der Phys.*, t. XXXIV, p. 1, 1911. Extrait : *Journ. de Phys.*, t. I, p. 162, 1911.
122. RADOVANOVITCH (D.). — La susceptibilité initiale du nickel en fonction de la température. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXII, p. 315, 1911.
123. WEISS (P.). — Sur une nouvelle propriété de la molécule magnétique. *Comptes rendus*, t. CLII, pp. 79, 187, 367 et 688, 1911.
124. STIFLER (W. W.). — The magnetisation of cobalt as a function of the temperature and the determination of its intrinsic magnetic field. *Phys. Rev.*, t. XXXIII, n<sup>o</sup> 4, p. 265, 1911.
125. BLOCH (O.). — L'aimantation des alliages de nickel et de

- cobalt. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXIII, p. 293, 1912.
126. HONDA (K.) and TAKAGI. — Sur la susceptibilité des fers, aciers, nickel et cobalt aux températures élevées. *Proc. Math. Phys. Soc. Tokyo*, 2<sup>e</sup> s., t. VI, p. 314, 1912. *Science Rep. Tohoku Imp. Univ.*, t. I, p. 229, 1913.
127. PERRIER (A.) et ONNES (KAMERLINGH H.). — La susceptibilité initiale du nickel aux très basses températures. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXIV, p. 522, 1912.
128. DEJEAN (P.). — Contribution à l'étude des variations du ferromagnétisme en fonction de la température. *Ass. Intern. pour l'Essai des Matériaux*. VI<sup>e</sup> Congrès New-York IX, 1912. *Bulletin de la Soc. Intern. des Electriciens*, Paris, 3<sup>e</sup> s., t. IV, p. 1, 1914.
129. BENEDICKS (C.). — On allotropy in General, and that of iron in particular. *Journ. of the Iron and Steel Inst.*, t. LXXXVI, p. 242, 1912.
130. GANS (R.). — Die Koerzitivkraft des Nickels in ihren Abhängigkeit von der Temperatur. *Annalen der Phys.*, t. XLII, p. 1065, 1913. Extr. *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. IV, p. 249, 1941.
131. PERRIER (A.) et ONNES (KAMERLINGH H.). — Sur l'aimantation des mélanges d'oxygène et d'azote liquéfiés et l'influence de la distance des molécules sur la susceptibilité paramagnétique. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXVI, p. 268, 1913. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CLVIII, pp. 941 et 1074, 1914.
132. BECK (K.). — Sur le magnétisme des cristaux individuels de fer. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXVI, p. 269, 1913.
133. WEISS (P.). — Sur le champ moléculaire et une loi d'action en raison inverse de la sixième puissance de la distance. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CLVII, p. 1405, 1913.
134. PERRIER (A.). — Sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXV, p. 360, 1913.
135. HONDA (K.). — Sur les dégagements de chaleur et les transformations magnétiques des corps ferromagnétiques, aux températures élevées. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. II, p. 69, 1913.
136. HONDA (K.) and TAKAGI (H.). — The thermomagnetic properties of iron and steel. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. II, p. 203, 1913.
137. BURGESS (G.) and CROWE (J.). — The critical ranges  $A_2$  and  $A_3$  of pure iron. *Transaction of the American Mining Engineers, New-York Meeting*, p. 2537, octobre 1913. *Scientific Papers of Bureau of Standards*, t. X, n<sup>o</sup> 213, p. 315, 1914.
138. SAUVEUR (A.). — The allotropic transformation of iron. *Journal of the Iron and Steel Inst.*, n<sup>o</sup> 2, p. 171, 1913.

139. BRONIEWSKI (W.). — Sur les points critiques du fer. *Comptes rendus*, t. CLVI, p. 699, 1913.
140. WEISS (P.). — Sur la nature du champ moléculaire. *Annales de Phys.*, 9<sup>e</sup> s., t. I, p. 134, 1914. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXVII, pp. 105 et 201, 1914.
141. FEYTIS (Mlle). — Le Paramagnétisme. *Société de Chimie Physique*, Paris, 1914.
142. BERNARD (Mlle Claire). — Réaimantation spontanée de 2 sphères d'acier placées dans un champ magnétique uniforme parallèle à la ligne de leurs centres. *Annales de Phys.*, 9<sup>e</sup> s., t. II, p. 84, 1914.
143. BENEDICKS (C.). — Experiments on allotropy of iron : behaviour of ferro-magnetic mixtures ; dilatation of pure iron. *Journal of the Iron and Steel Inst.*, p. 407, 1914.
144. RUER (R.) und KANEKO (K.). — Ueber eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung. *Phys. Zeitschrift*, t. XV, p. 17, 1914.
145. WEISS (P.). — Le Magnéton. *Revue Gén. des Sciences*, t. XXV, p. 12, 1914. *Revue Gén. d'Electricité*, t. I, p. 203 et t. II, p. 925, 1917.
146. GANS. — Die Koerzitivkraft von Stahl und Eisen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s.; t. XLVIII, p. 514, 1915.
147. YENSEN (T.-D.). — Les propriétés magnétiques de quelques alliages de fer fondus dans le vide. *Proc. Am. Inst. of Elec. Engin.*, t. XXXIV, p. 2455, 1915. Extr. *Rev. Electrique*, 15 sept. 1916.
148. WEISS (P.) et DE FREUDENREICH (J.). — Etude de l'aimantation initiale en fonction de la température. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXIX, p. 125, 1915 et t. XLII, pp. 5 et 449, 1916.
149. KUNZ (J.). — Détermination de la charge élémentaire d'électricité par les propriétés ferromagnétiques et le magnéton. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XXXIX, p. 488, 1915.
150. HONDA (K.) and TAKAGI (H.). — On the magnetic transformation of cementite. *Science Reports of the Tôhoku Imp University*, t. IV, p. 161, 1915.
151. HONDA (K.). — On the nature of  $A_2$  transformation in iron. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. IV, p. 169, 1915.
152. HONDA (K.) and TAKAGI (H.). — On a magnetic study of the  $A_3$  transformation in pure iron. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. IV, p. 261, 1915.
153. SMITH (S. W. J.) and GUILD (J.). — A termomagnetic study.

- of the eutectoid transition point of carbon steel. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A. S.*, t. CCXV, p. 177, 1915.
154. WEISS (P.), PICCARD (A.) et CARRARD (A.). — Calorimétrie des substances ferro-magnétiques. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XLII, p. 378, 1916 et 4<sup>e</sup> s., t. XLIII, pp. 22, 113, 119, 1917.
155. TERRY (E. A.). — The magnetic properties of iron, nickel and cobalt above the Curie Point and Keeson's quantum theory of magnetism. *Phys. Rev.*, 2<sup>e</sup> s., t. IX, p. 394, 1917.
156. — HONDA (Kôtarô). — On the magnetisation of Iron Powder. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. VI, n° 3, p. 139, 1917.
157. WEISS (P.) et PICCARD (A.). — Le phénomène magnétocalorique. *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. VII, p. 103, 1917. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 4<sup>e</sup> s., t. XLV, p. 329, 1918.
158. WEISS (P.). — Ferromagnétisme et équation caractéristique des fluides. *Journal de Phys.*, 5<sup>e</sup> s., t. VII, p. 129, 1917. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, 5<sup>e</sup> s., t. I, p. 169, 1919.
159. HONDA (K.). — Note on the Weiss molecular field in ferromagnetic substances. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. VII, p. 53, 1918.
160. HONDA (K.) and OBUKO (J.). — On a kinetic theory of magnetism in general. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. VII, p. 141, 1918.
161. WRIGHT (W. R.). — The magnetisation of iron in the absence of hysteresis. *Physical Review*, 2<sup>e</sup> s., t. II, p. 161, 1918.
162. CABRERA (B.). — Magnéto-Chimie. *Journal de Chimie Physique*, t. XVI, p. 442, 1918.
163. GÜMLICH (E.). — Ueber die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften des spezifischen Widerstands und der Dichte der Eisenlegierungen von der chemischen Zusammensetzung und der thermischen Behandlung. *Zeitschrift für Elektroch.*, t. XXIV, p. 372, 1918. *Elektroch. Zeits.*, 1919. Extrait *Revue Gén. d'Elect.*, p. 581, 1920.
164. PERRIER et BALACHOWSKY. — Sur la dépendance entre l'aimantation rémanente, l'aimantation spontanée et la température. *Archives des Sciences Phys. et Nat.*, t. II, p. 5, 1921.
165. MOVIUS (Miss H. G.) and SCOTT (H.). — Similarity of the magnetic change of cementite and ferrite. *Chemical and Metallurgical Engineering*, t. XXII, p. 1069, 1920.
166. NUSBAUM (C.), CHENEY (W. L.) and SCOTT (H.). — Magnetic reluctivity relationship as related to certain structures of a eutectoid carbon steel. *Scientific Paper of the Bureau of Standards*, Washington n° 404, p. 739, 1920.
167. SAITO (S.). — On the value of magnetisation of cementite.

- Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. IX, p. 319, 1920.
168. ISHIWARA (T.). — On the magnetic determinations of  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ , and  $A_3$  points in steel containings up to 4,8 o/o of carbon. *Science Reports of the Tôhoku Imp. University*, t. IX, p. 401, 1920.
169. FRIVOLD. — Zur Theorie des Fero und Paramagnetismus. *Annalen der Phys.*, 4<sup>e</sup> s., t. LXV, p. 1, 1921.
170. WEISS (P.). — Le phénomène magnéto-calorique. *Journal de Physique et le Radium*, 4<sup>e</sup> s., t. II, p. 161, 1921.
171. CHEVENARD (P.). — Relation entre la dilatation anormale et la variation thermique de l'aimantation des corps ferromagnétiques. *Comptes rendus de l'Ac.*, t. CLXXII, p. 1655, 1921.
172. HONDA (K.). — Does the critical point depend on the strength of the magnetising field? *Iron and Steel Institute*, 5 sept. 1921.
173. FOEX (G.). — Recherches sur le Paramagnétisme. *Annales de Phys.*, 9<sup>e</sup> s., t. XVI, p. 174, 1921.
174. WEISS (P.) et RIBAUD (G.). — Démonstration des discontinuités de l'aimantation par les amplificateurs et le téléphone. *Société Française de Physique*. Section de Strasbourg Séance du 16 décembre 1921. *Journal de Phys.*, 6<sup>e</sup> s., t. III, p. 75, 1922.
175. CABRERA (B.). — Le paramagnétisme et la structure de l'atome. *Société Française de Physique*, séance du 2 juin 1922.

## II. — Répertoire méthodique.

### I. — Théorie.

1. GILBERT. — 2. COULOMB. — 3. COULOMB. — 5. AMPÈRE. — 8. WEBER. — 11. WIEDMANN. — 15. BOUTY. — 16. JAMIN. — 17. BOUTY. — 24. AUERBACH. — 25. BAUR. — 32. MASCART. — 38. MASCART. — 43. EWING. — 48. CURIE. — 70. VOIGT. — 75. THOMSON. — 81. LANGEVIN. — 83. WEISS. — 85. GANS. — 90. CAMPBELL. — 95. WEISS. — 98. WEISS. — 101. DE LA RIVE, GUYE. — 109. HONDA. — 113. KUNZ. — 117. WEISS. — 120. WEISS. — 128. PERRIER, ONNES. — 130. WEISS. — 140. WEISS. — 145. WEISS. — 149. KUNZ. — 155. TERRY. — 158. WEISS. — 159. HONDA. — 160. HONDA, OBUKO. — 162. CABRERA. — 169. FRIVOLD. — 173. FOEX.

### II. — Susceptibilité initiale (I); perméabilité (P); hystérésis (H); saturation (S) et autres constantes magnétiques.

14. ROWLAND (S, P). — 27. HOPKINSON. — 31. BARUS, STROUHAL. — 34. LORD RAYLEIGH (I). — 48. CURIE. — 49. PARSHALL. — 58. MME CURIE. — 64. NAGAOKA. — 65. SCHMIDT. — 67. MAURAIN.

— 74. SEARLE, BEDFORD. — 77. GUYE, SCHIDLOF (H). — 78. BENEDICKS. — 91. WEISS, PLANER (H). — 97. GRUNHUT, WAHN. — 99. PERRIER (H). — 100. GÜMLICH (S). — 105. MAURAIN. — 108. WEISS (S). — 111. DROZ (S). — 113. KUNZ (S.). — 116. GRAY, ROSS. — 117. GÜMLICH, ROGOWSKI (I). — 122. RADOVANOVITCH. — 126. HONDA, TAKAGI. — 127. PERRIER, ONNES. — 148. WEISS, FREUDENREICH (I). — 161. WRIGHT (H). — 163. GÜMLICH. — 166. NUSBAUM, CHENEY, SCOTT. — 167. SAITO (S). — 173. FOEX. — 174. WEISS et RIBAUD.

### III. — *Influence de la température sur les propriétés magnétiques.*

4. COULOMB. — 6. KUPFER. — 9. DUFOUR. — 10. DUFOUR. — 13. WIEDMANN. — 16. JAMIN. — 20. GAUGAIN. — 23. FAVÉ. — 25. BAUR. — 26. POLONI. — 29. PERKINS. — 30. TROWBRIDGE, MAC RAC. — 33. BERTSON. — 35. LEDEBOER. — 39. HOPKINSON. — 40. HOPKINSON. — 42. HOPKINSON. — 48. CURIE. — 53. MORRIS. — 54. ROGET. — 55. OSMOND. — 58. M<sup>me</sup> CURIE. — 59. LE CHATELIER. — 61. CLAUDE. — 62. OSMOND. — 66. WILLS. — 80. WEISS, KÜNZ. — 92. WEISS, BECK. — 94. MAURER. — 96. WOŁOGDINE. — 98. WEISS. — 99. PERRIER. — 102. FULLER, GRACE. — 103. DUMAS. — 104. WEISS, ONNES. — 105. MAURAIN. — 106. HEGG. — 107. DU BOIS, HONDA. — 114. HONDA. — 115. WEISS, FOEX. — 122. RADOVANOVITCH. — 124. STIFLER. — 126. HONDA, TAKAGI. — 127. PERRIER, ONNES. — 128. DEJEAN. — 129. BENEDICKS. — 130. GANS. — 134. PERRIER. — 135. HONDA. — 136. HONDA, TAKAGI. — 137. BURGESS, CROWE. — 138. SAUVEUR. — 139. BRONIEWSKI. — 143. BENEDICKS. — 144. RÜER, KANEKO. — 146. GANS. — 148. WEISS, FREUDENREICH. — 150. HONDA, TAKAGI. — 151. HONDA. — 152. HONDA, TAKAGI. — 153. SMITH, GUILD. — 154. WEISS, PICCARD, CARRARD. — 155. TERRY. — 157. WEISS, PICCARD. — 162. CABRERA. — 164. PERRIER, BALACHOWSKI. — 165. MOVIUS, SCOTT. — 168. ISHIWARA. — 170. WEISS. — 171. CHEVENARD. — 172. HONDA. — 173. FOEX.

### IV. — *Influence de la forme sur les propriétés magnétiques.*

#### A) *Echantillons pleins.*

7. NEUMANN. — 11. WIEDMANN. — 18. BOUTY. — 19. BOUTY. — 24. AUERBACH. — 25. BAUR. — 28. EWING. — 32. MASCART. — 36. EWING, LOW. — 37. TANAKADATÉ. — 38. MASCART. — 44. DU BOIS. — 45. LEHMANN. — 46. ASCOLI. — 47. ASCOLI. — 50. MANN. — 51. NAGAOKA. — 52. ASCOLI. — 56. GILL. — 60. LAMB. — 69. BENEDICKS. — 72. MAURAIN. — 73. BENEDICKS. — 84. GRO-

- TIAN. — 87. MALLIK. — 89. WEISS. — 110. SCHUDDEMAGEN. —  
112. OLLIVIER. — 121. GROTIAN. — 142. Mlle BERNARD.  
B) *Echantillons en poudre.*  
21. BORNSTEIN. — 24. AUERBACK. — 76. MAURAIN. — 82. TRENKLE.  
— 143. BENEDICKS. — 156. HONDA.

V. — *Influence de la nature des échantillons sur les propriétés magnétiques.*

A) *Cristaux.*

63. WEISS. — 79. WEISS. — 80. WEISS, KUNZ. — 88. KUNZ. —  
93. QUITTNER. — 132. BECK. — 173. FOEX. — 174. WEISS et  
RIBAUD.

B) *Métaux électrolytiques.*

12. BEETZ. — 68. MAURAIN. — 71. MAURAIN. — 86. SCHILD. —  
118. KAUFMANN, MEIER.

C) *Alliages ou métaux autres que le fer.*

14. ROWLAND. — 39. HOPKINSON. — 57. DUMONT. — 100. GÜMLICH.  
— 103. DUMAS. — 106. HEGG. — 114. HONDA. — 119. WEISS,  
BLOCH. — 124. STIFLER. — 125. BLOCH. — 126. HONDA, TAKAGI.  
130. GANZ. — 141. Mlle FEYTIS. — 163. GÜMLICH. — 173. FOEX.  
— 175. CABRERA.
-

# TABLE DES MATIÈRES

|                                                                                                                                                                                                | Pages |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| HISTORIQUE . . . . .                                                                                                                                                                           | I     |
| CHAPITRE PREMIER. — Détermination expérimentale des variations de l'induction magnétique de divers aciers dans un champ constant en fonction de la température . . . . .                       | 21    |
| <i>Mode opératoire</i> . . . . .                                                                                                                                                               | 22    |
| Principe de l'enregistrement des courbes $\mathcal{B} = f(\theta)$                                                                                                                             | 22    |
| Agencement des enroulements et dispositifs de chauffage . . . . .                                                                                                                              | 31    |
| Détermination de la température des échantillons                                                                                                                                               | 33    |
| <i>Données expérimentales</i> . . . . .                                                                                                                                                        | 34    |
| Composition des aciers étudiés . . . . .                                                                                                                                                       | 34    |
| Essais préliminaires à froid, 1 <sup>o</sup> Hystérésis . .                                                                                                                                    | 34    |
| — 2 <sup>o</sup> Perméabilité. . . . .                                                                                                                                                         | 38    |
| Etude des variations de l'induction en fonction de la température . . . . .                                                                                                                    | 39    |
| 1 <sup>o</sup> Barreaux cylindriques, type A $\left(\frac{L}{D} = 5\right)$ .                                                                                                                  | 39    |
| 2 <sup>o</sup> — type D $\left(\frac{L}{D} = 66,6\right)$ . . . . .                                                                                                                            | 41    |
| 3 <sup>o</sup> Anneaux, type C . . . . .                                                                                                                                                       | 46    |
| Essais complémentaires sur l'acier oxydé n <sup>o</sup> 1 .                                                                                                                                    | 49    |
| Essais sur échantillons trempés . . . . .                                                                                                                                                      | 50    |
| CHAPITRE II. — Etude sur le champ démagnétisant. . .                                                                                                                                           | 55    |
| 1 <sup>re</sup> Partie. — Champ démagnétisant d'une série de cylindres d'aciers de plus en plus courts. . .                                                                                    | 55    |
| <i>Forme et nature des échantillons</i> . . . . .                                                                                                                                              | 56    |
| <i>Dispositif expérimental</i> . . . . .                                                                                                                                                       | 58    |
| <i>Résultats expérimentaux</i> . . . . .                                                                                                                                                       | 61    |
| 2 <sup>e</sup> Partie. — Influence du champ démagnétisant sur l'aimantation de longues files de cylindres ferromagnétiques courts, séparés les uns des autres par des entrefers égaux. . . . . | 73    |

|                                                                                                                                             | Pages |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| <i>Dispositif expérimental.</i> . . . . .                                                                                                   | 73    |
| <i>Résultats expérimentaux de la 2<sup>e</sup> partie.</i> . . . . .                                                                        | 76    |
| CHAPITRE III. — Explication par le champ démagnétisant<br>des anomalies relevées sur les courbes thermiques<br>du chapitre premier. . . . . | 80    |
| <i>Champ démagnétisant élémentaire et Champ démagné-</i><br><i>tisant global.</i> . . . . .                                                 | 80    |
| VUE D'ENSEMBLE ET CONCLUSIONS GÉNÉRALES. . . . .                                                                                            | 86    |
| BIBLIOGRAPHIE . . . . .                                                                                                                     | 93    |
| I. <i>Classement chronologique</i> . . . . .                                                                                                | 93    |
| II. <i>Répertoire méthodique</i> . . . . .                                                                                                  | 104   |

---

## DEUXIÈME THÈSE

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Transformations accompagnant  
la trempe des aciers et réactions chimiques  
servant à leur étude**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 26 juin 1922.

*Le Doyen de la Faculté des Sciences,*  
M. MOLLIARD.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Le Recteur de l'Académie de Paris,*  
P. APPELL.









